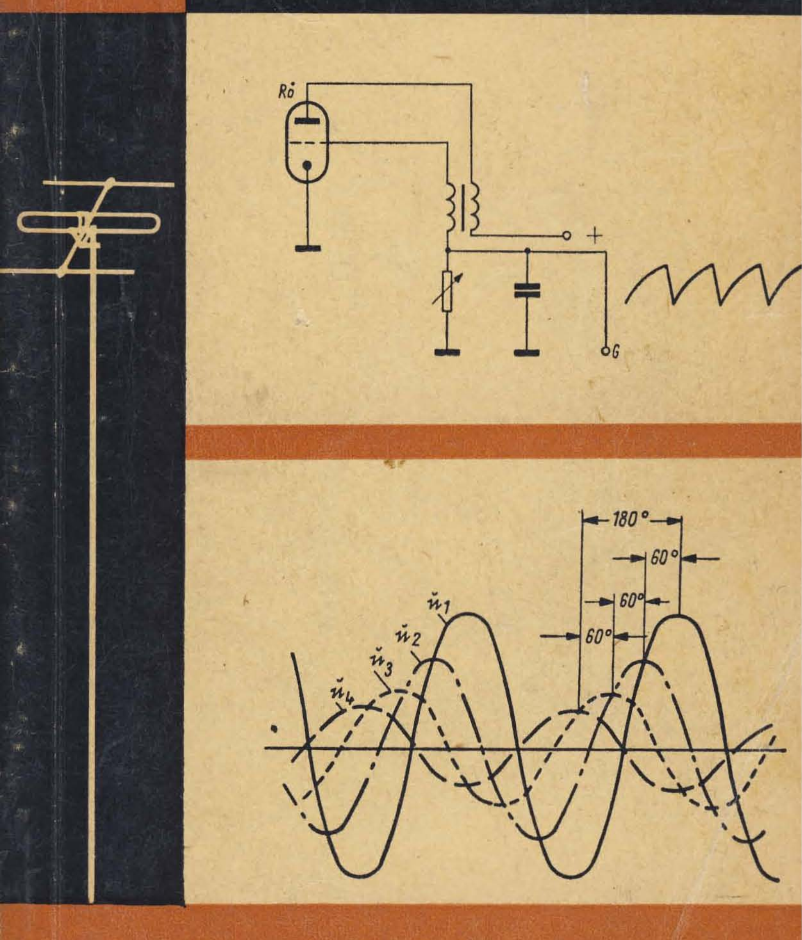
24

DER PRAKTISCHE FUNKAMATEUR



Rainer Schmidt

Schwingungserzeugung mit Elektronenröhren

Der praktische Funkamateur · Band 24
Schwingungserzeugung mit Elektronenröhren

RAINER SCHMIDT

SCHWINGUNGSERZEUGUNG MIT ELEKTRONENRÖHREN



VERLAG SPORT UND TECHNIK · 1962

Redaktionsschluß: 3. Oktober 1961
Verantwortlicher Lektor: Sonja Topolov
Verlag Sport und Technik, Neuenhagen bei Berlin

Gedruckt in der Deutschen Demokratischen Republik
Lizenznummer: 545/12/62 — 650/4988
Einbandgestaltung: Paul Schubert, Berlin
Zeichnungen: Hildegard Seidler, Berlin
Verlagsbogen: 5,5 Druckbogen: 6,25
Preis: 1,90 DM

VORWORT

Diese Broschüre ist kein „Kochbuch“ für den Funkamateur nach dem Motto: „Man nehme Schaltung x auf Seite y, dazu den Aufbauplan, und fertig ist ein Oszillator für 80 m.“ Bauanleitungen dafür findet man in allen einschlägigen Fachzeitschriften. Obwohl sie für den Anfänger oft eine große Hilfe darstellen, sollte man doch viel mehr auf die theoretischen Probleme eingehen und unseren jungen Kameraden ein umfassendes Grundwissen vermitteln. Die praktischen Erfahrungen sammeln sie auf alle Fälle beim Bau irgendwelcher Geräte, während die Theorie nur durch ernsthaftes Studium der Grundlagen erweitert werden kann. Der Zentralvorstand der GST hat im letzten Jahr den Nachrichtensport der GST zum Schwerpunkt erklärt. Jeder Kamerad, der sich darüber einige Gedanken macht, wird das begrüßen. Die allgemeine Nachrichtentechnik ist heute nicht mehr aus unserem Leben wegzudenken, ganz besonders nicht aus der Arbeit der GST, die zur Erhöhung der Verteidigungsbereitschaft unserer Heimat beiträgt. Außerdem werden die Nachrichtengeräte, mit denen die GST-Sportler arbeiten, immer komplizierter. Denken wir nur an elektronische Steuereinrichtungen und ähnliche Geräte. Wir können nicht mehr mit allgemeinen, teilweise sogar oberflächlichen. Kenntnissen im Nachrichtensport auskommen. Aus diesem Grunde liegt der Schwerpunkt unserer Arbeit in der Ausbildung. Die Ausbildung aber muß äußerst gründlich sein. Einen Beitrag dazu will diese Broschüre leisten, die besonders unseren jungen Kameraden die Grundlagen der Schwingungserzeugung vermitteln soll.

Berlin, Oktober 1961

Rainer Schmidt

1. DIE GRUNDLAGEN DER SCHWINGUNGS-ERZEUGUNG

1.1 Der Verstärker

Sicherlich ist es Funkamateuren schon passiert, daß ein selbstgebauter Verstärker infolge ungünstigen Aufbaus zu einem schwingenden Oszillator wurde. Mit anderen Worten heißt das, der Verstärker arbeitet nicht stabil, er arbeitet als Oszillator und schwingt.

Einem Verstärker führt man gewöhnlich eine kleine Wechselspannung zu in der Erwartung, daß am Ausgang eine verstärkte Spannung abgenommen werden kann. Wird nun, gewollt oder ungewollt, ein Teil der verstärkten Spannung wieder dem Eingang zugeführt, so können zwei Effekte auftreten. In dem Falle, daß die zurückgeführte Spannung nach Betrag und Phase der am Eingang liegenden Spannung entspricht, tritt eine Selbsterregung des Verstärkers ein. Ist die zum Eingang zurückgeführte Spannung aber gegenphasig, so spricht man von einer Gegenkopplung, die so weit getrieben werden kann, daß die Eingangsspannung gleich Null wird. Beide Fälle, Mit- oder Gegenkopplung, können über eine oder mehrere Verstärkerstufen erreicht werden. Man braucht nur die Phasenlagen der Eingangs- und Ausgangsspannung zu berücksichtigen.

1.2 Die Mitkopplung

Da wir in dieser Broschüre die Schwingungserzeugung behandeln wollen, interessiert uns von den unter 1.1 genannten Fällen nur die Mitkopplung. Wir wollen uns dazu das Prinzipschaltbild (Bild 1) eines Verstärkers ansehen. Da für die folgenden Ausführungen das Wechselstromschaltbild genügt, sind sämtliche Schaltelemente zur Einstellung des Arbeitspunktes der Röhre weggelassen worden.

Wird dem Gitter der Röhre eine Wechselspannung $\mathfrak{u}_g$ zugeführt, so entsteht am Arbeitswiderstand $\mathfrak{R}_a$ eine dem Verstärkungsfaktor $\mathfrak{v}$ der Schaltung entsprechend höhere Anodenwechselspannung $\mathfrak{u}_a$ mit der gleichen

Frequenz wie u'_g bzw. u_g. u'_g ist gegenüber der angelegten Spannung u_g um 180° phasenverschoben, da ein Übertrager die Phase bekanntlich um 180° dreht.

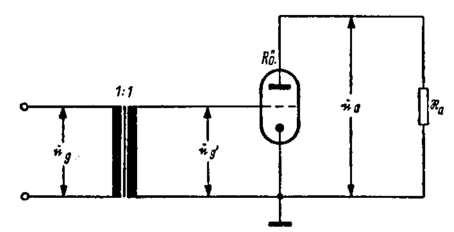


Bild 1. Prinzipschaltbild eines transformatorgekoppelten Röhrenverstärkers

Eine weitere Phasendrehung entsteht durch das Zusammenwirken mit $\mathfrak{R}_a$. Sie beträgt 180°, wenn der $\mathfrak{R}_a$ ein reiner Wirkwiderstand ist und keine zusätzlichen Phasendrehungen hervorgerufen werden.

Jeder Amateur kennt das Prinzip der Rückkopplung vom O-V-1 her. Bild 2 zeigt die vereinfachte Schaltung. Der Rückkopplungskondensator C_k stellt mit der Rückkopplungsspule L_k einen durch C_k variablen Spannungsteiler parallel zu $\mathfrak{R}_a$ dar. Mit Vergrößerung der Kapazität von C_k wird die rückgekoppelte Spannung u_k auf das Gitter der Röhre immer größer und das System empfindlicher; denn die Rückkopplung stellt eine Entdämpfung des Eingangskreises dar. In dem Moment, wo $|u_k| = |u_g|$ und die Phasenlage gleich ist, tritt Selbsterregung ein. Der O-V-1 wird damit zum Sender, und wir hören das typische Rückkopplungspfeifen.

1.3 Einflüsse des Kopplungsfaktors $\mathfrak{k}$, des Arbeitswiderstandes $\mathfrak{R}_a$ und der Röhrendaten auf ein schwingendes System

Um einen wirklich stabil schwingenden Oszillator aufzubauen, interessieren uns einige wichtige Daten. Wir hatten festgestellt, daß die Spannung u_a gegenüber u_g um einen bestimmten Betrag größer ist, was durch den Verstärkungsfaktor des Systems bewirkt wird.

Der Verstärkungsfaktor $\mathfrak{v}$ ist das Verhältnis der Anodenwechselspannung $\mathfrak{u}_a$ zur Gitterwechselspannung $\mathfrak{u}_g$. Mathematisch heißt das

$$\mathfrak{v} = -\frac{\mathfrak{u}_a}{\mathfrak{u}_g}. \tag{1}$$

Das negative Vorzeichen drückt die Phasenverschiebung von $\mathfrak{u}_a$ zu $\mathfrak{u}_g$ um 180° aus. Der Kopplungsfaktor dagegen stellt das Verhältnis der Gitterwechselspannung $\mathfrak{u}_g$ zur Anodenwechselspannung $\mathfrak{u}_a$ dar. Somit ist nach Bild 2a

$$\mathfrak{k} = -\frac{\mathfrak{u}_g}{\mathfrak{u}_a}. \tag{2}$$

Damit läßt sich aus (1) und (2) ableiten, daß

$$\mathfrak{k} = \frac{1}{\mathfrak{v}} \tag{3}$$

ist. Stellen wir die Gleichung (3) so um, daß

$$\mathfrak{k} \cdot \mathfrak{v} = 1 \tag{4}$$

wird, dann haben wir die Bedingung gefunden, nach der eine Selbsterregung (Schwingungserzeugung) möglich ist.

Wir können feststellen, daß keine Selbsterregung eintritt, wenn $\mathfrak{k} \cdot \mathfrak{v} < 1$ ist. Im anderen Falle, wenn nämlich $\mathfrak{k} \cdot \mathfrak{v} > 1$ ist, wird dem Gitter eine zu große Spannung $\mathfrak{u}_k$ zugeführt, und wir nehmen zunächst an, daß die Schwingungen dadurch unbegrenzt anwachsen.

Beziehen wir in die Gleichung (1) die Daten des Verstärkers mit ein, so geht (1) über in die Form

$$\mathfrak{k} = D + \frac{\mathfrak{R}_a}{\mathfrak{R}_a + R_i}. \tag{5}$$

Aus der Bedingung, daß $\mathfrak{k} \cdot \mathfrak{v} = 1$ sein muß, und Gleichung (5) läßt sich ableiten, daß

$$\mathfrak{k} = D + \frac{1}{S \cdot \mathfrak{R}_a} \tag{6}$$

oder

$$\mathfrak{k} = D\left(1 + \frac{R_i}{\mathfrak{R}_a}\right) \tag{6a}$$

ist.

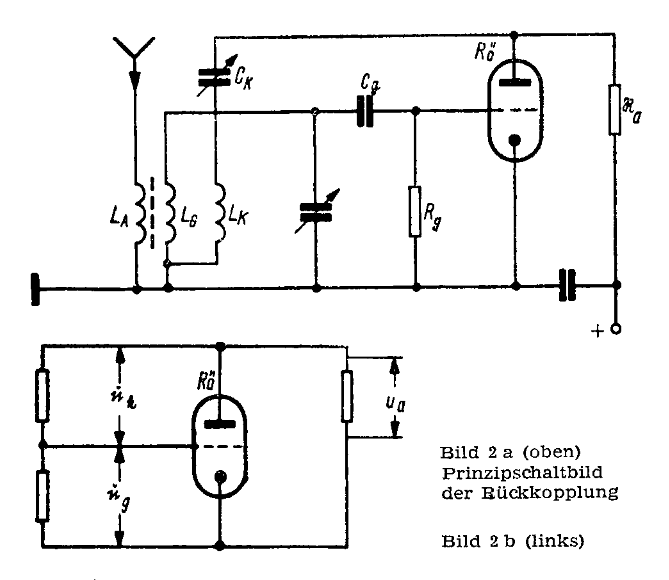


Bild 2 a (oben)
Prinzipschaltbild
der Rückkopplung

Bild 2 b (links)

$\mathfrak{k} = \frac{1}{\mathfrak{v}}$ kann also um so kleiner sein, je größer S und $\mathfrak{R}_a$ sind, bzw. je kleiner D ist. Das heißt, Röhren mit kleinem Durchgriff D und großer Steilheit S eignen sich besonders gut zur Schwingungserzeugung. Ebenso verhalten sich Schaltungen mit kleinem $R_i/\mathfrak{R}_a$-Verhältnis, d. h., wenn $\mathfrak{R}_a \gg R_i$ ist.

1.4 Der harte und der weiche Schwingeinsatz

Ziel unserer Betrachtungen ist es, Schwingungen zu erzeugen, die konstant in der Frequenz und der Amplitude sind.
Wenn aber die Schwingamplitude konstant sein soll, dann muß die Bedingung $\mathfrak{k} \cdot \mathfrak{v}$ mathematisch genau eingehalten werden. Das Abzweigen der Rückkopplungsspannung $\mathfrak{u}_k$ von $\mathfrak{u}_a$ erfolgt in den meisten Fällen induktiv, wobei $\mathfrak{k}$ den Grad der Kopplung darstellt. Es wird aber jedem einleuchten, daß es unmöglich ist,

den Kopplungsgrad mathematisch genau einzustellen. Die Bedingung $\mathfrak{k} \cdot \mathfrak{v}$ würde nämlich schon bei Röhrenwechsel oder bei geringsten Änderungen der Schaltelemente, z. B. durch Erwärmung, nicht mehr eingehalten werden. Es kann dann passieren, daß das System unstabil schwingt oder ein Schwingungseinsatz gar nicht möglich ist. Aus diesem Grunde wird daher, um ein sicheres Anschwingen des Oszillators zu erreichen, für den Schwingeinsatz der Kopplungsfaktor $\mathfrak{k}$ zunächst größer sein müssen als $\frac{1}{\mathfrak{v}}$ bzw. $D\left(1 + \frac{R_i}{\mathfrak{R}_a}\right)$. Das bedeutet aber wiederum ein stetes Anwachsen der Schwingamplitude, was zur Folge hat, daß sich die Steilheit der Röhre im Arbeitspunkt zur mittleren Steilheit S_m ändert. Wird nun mit wachsender Amplitude die mittlere Steilheit S_m immer kleiner, so wird sich schnell ein stabiler Schwingzustand einstellen, weil sich der anfangs zu geringe Betrag der rechten Seite von Gleichung (6) dem eingestellten Kopplungswert anpaßt. Man bezeichnet diesen Vorgang als weichen Schwing-

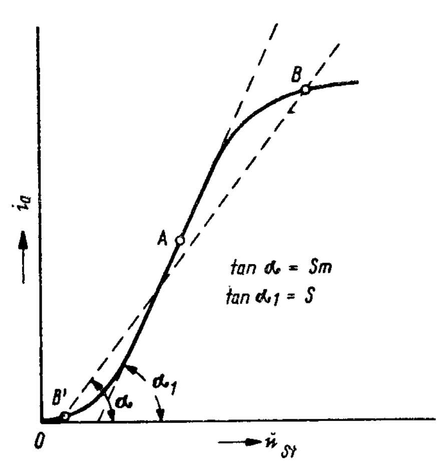


Bild 3. Darstellung der mittleren Steilheit der Anodenstrom-Steuerspannungskennlinie [1]

einsatz. Zum besseren Verständnis wollen wir uns Bild 3 betrachten.
Wird der Kopplungsfaktor $\mathfrak{k}$ vergrößert, ausgehend von einem Wert, bei dem noch keine Selbsterregung eintritt, so setzen dann Schwingungen ein, wenn die Bedingung $\mathfrak{k} \cdot \mathfrak{v} = 1$ (kritische Kopplung) erfüllt ist. Der Arbeitspunkt der Röhre soll an der steilsten Stelle der Kennlinie, Punkt A, liegen. Dieser Punkt wird definiert durch die Beziehung $\tan \alpha_1 = S$. Die in Bild 3 dargestellte Kennlinie bezeichnet man als Kennlinie mit Sättigungscharakter, weil der Anodenstrom nicht ins Unermeßliche ansteigen kann, sondern durch den oberen Knick begrenzt wird.
Wird nun die Röhre mit einer Steuerspannung entsprechend dem eingestellten Kopplungsfaktor gespeist, so ändert sich die Steilheit $\tan \alpha_1 = S$ zur mittleren Steilheit $\tan \alpha = S_m$, das entspricht der Linie B—B′. Es ist also offensichtlich, daß sich Schwingungen nur entsprechend der Linie B—B′ ausbilden. Außerdem sieht man, daß mit Vergrößerung der Rückkopplung eine stetige Vergrößerung und mit Verkleinerung der Rückkopplung auch wieder eine stetige Verkleinerung der Schwingamplitude erfolgt. Die Schwingungen folgen stets dem Grad der Rückkopplung [1]. Diese Erscheinung bezeichnet man als den weichen Schwingeinsatz.
Tritt nun der Fall ein, daß mit wachsender Amplitude die mittlere Steilheit S_m ebenfalls zunimmt, dann wird der Betrag der rechten Seite von Gleichung (6) und damit das notwendige $\mathfrak{k}$ noch kleiner. Die Schwingungen wachsen sehr schnell an, d. h., sie springen sofort auf einen sehr hohen Wert. Diese große Amplitude wird nur dadurch begrenzt, daß mit wachsender Amplitude die mittlere Steilheit nicht ständig mitwachsen kann, sondern nach Erreichen eines Maximalwertes schließlich wieder abnimmt. Man spricht in solchem Fall von einem harten Schwingeinsatz.
Bild 4 soll diesen Vorgang näher erläutern. Hier ist die Steilheit im Arbeitspunkt A kleiner als die maximale Steilheit. Es muß also entsprechend Gleichung (6) die Kopplung fester gemacht werden, d. h., $\mathfrak{k}$ muß größer

sein als im vorigen Beispiel, um eine Selbsterregung zu ermöglichen. Im Moment des Schwingeinsatzes springt dann die Amplitude sofort auf einen Wert entsprechend der Linie B—B′, weil die Steilheit zunimmt.

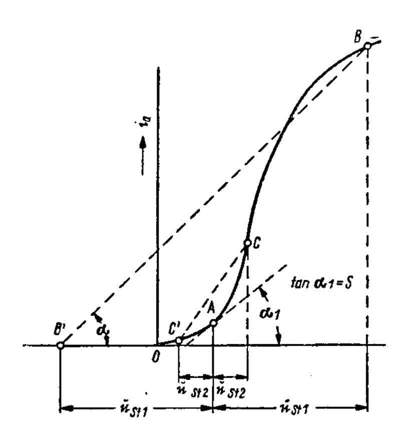


Bild 4. Erklärung der Spring-, Reiß- und Zieherscheinungen aus der Amplitudenabhängigkeit der mittleren Steilheit [1]

Im stabilen Zustand muß dabei die Amplitude einen solchen Wert annehmen, daß die mittlere Steilheit gleich der im Arbeitspunkt wird. Es muß eine Gitterwechselspannung entstehen, die durch die Punkte B und B′ gegeben ist. Verkleinert man nun die Kopplung, so nimmt die Schwingamplitude zunächst nur sehr wenig ab. Die Schwingungen bleiben auch dann noch erhalten, wenn der für den Schwingeinsatz notwendige Wert des Kopplungsfaktors bereits unterschritten ist, da die mittlere Steilheit zunächst noch zunimmt. Dieser Zustand hält sich so lange, wie S_m mit abnehmender Schwingamplitude zunimmt (Punkt C und C′). Dann erst reißen die Schwingungen ab.

Man versteht also unter einem harten Schwingeinsatz einen vorzeitigen, sprunghaften Einsatz der Selbst-

erregung beim Anziehen der Rückkopplung, d. h. beim Vergrößern des Kopplungsfaktors. Wir kennen diese Erscheinung von Rundfunkempfängern mit Rückkopplung. Der harte Schwingeinsatz ist verbunden mit einem „Ziehen“, d. h., die Schwingungen setzen beim Zurückdrehen der Rückkopplung nicht an demselben Punkt aus, wo sie eingesetzt haben, sondern später. Man kann diese Rückkopplung nicht voll ausnutzen. Dies ist immer dann der Fall, wenn der Arbeitspunkt der Röhre im unteren Knick der Kennlinie liegt, wie Bild 4 zeigt, bzw. bei der Anodengleichrichtung ([2]. Im Gegensatz dazu liegt bei der Gittergleichrichtung (Audion) der Arbeitspunkt an der steilsten Stelle der Kennlinie. Das entspricht der Darstellung in Bild 3. Hier erhält man einen weichen Schwingeinsatz.

2. DER ARBEITSPUNKT DER OSZILLATORRÖHRE

2.1 Allgemeine Betrachtungen

Wir hatten uns in den vorhergehenden Abschnitten mit dem Prinzip der Schwingungserzeugung befaßt. Es kann uns aber nicht genügen festzustellen, daß ein Oszillator schwingt, sondern wir müssen uns auch quantitative Angaben darüber verschaffen, inwieweit der Oszillator stabil in Amplitude und Frequenz arbeitet. Das bedeutet aber nichts anderes, als die richtige Wahl des Arbeitspunktes der Röhre und den richtigen Grad der Rückkopplung zu treffen. Wir müssen uns immer vor Augen halten, daß die Geräte, die wir uns als Funkamateure selbst bauen, auch unter schwierigen Bedingungen sicher arbeiten sollen (z. B. alle portablen Sender und Empfänger). So darf ein Oszillator eines Gerätes nicht ausfallen, wenn wir bei —20 °C ins Gelände gehen oder wenn die Stromversorgung nicht stabil genug ist. Ebenso dürfen die Schwingungen des Oszillators bei geringen Änderungen der Schaltelemente zur Festlegung des Arbeitspunktes der Oszillatorröhre nicht abreißen. Eine geringe Frequenzverwerfung ist

im taktischen Einsatz tragbar, dagegen ist der Ausfall eines Nachrichtengerätes wegen falscher Dimensionierung unzulässig.

2.2 Die Schwingkennlinie

Die Ausführungen unter 1.4 über den harten und weichen Schwingeinsatz erlaubten uns, zumindest qualitative Aussagen zu machen über den Schwingeinsatz, das Folgen, Springen und Reißen der Schwingungen bei Änderung der Rückkopplung.

Wir wollen uns nun den Schwingkennlinien oder Schwinglinien zuwenden. Die Schwinglinie stellt die Abhängigkeit der Grundwellenamplitude des Anodenstromes von der Amplitude der Steuerwechselspannung dar, wobei der Arbeitspunkt jeweils für eine Schwinglinie konstant ist. Man nimmt die Schwinglinien zweckmäßigerweise meßtechnisch auf. Eine Schaltung

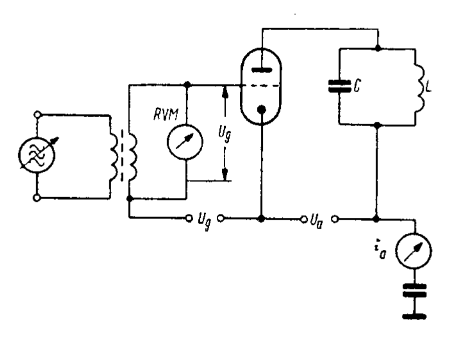


Bild 5. Prinzipschaltung zur Aufnahme der Schwinglinien

dazu zeigt Bild 5. Es werden als Funktion der Gitterwechselspannung u_g der Anodenwechselstrom i_a und die Anodenwechselspannung u_a gemessen. Daß bei solchen Messungen jeweils die Spitzenwerte der Spannungen und Ströme maßgebend sind, darf als bekannt vorausgesetzt werden, da alle Ströme und Spannungen

im Kennlinienfeld einer Röhre Spitzenwerte sind. Man erhält dann mit

$$u_{st} = u_g + \frac{u_a}{u} \tag{7}$$

die Schwinglinie $\quad i_a = f\,(u_{st})$

Man geht bei der Messung für einen vorgegebenen Oszillator folgendermaßen vor: Bei einem vorher festgelegten Arbeitspunkt, also bei einer ganz bestimmten Gittervorspannung, ergibt die grafische Darstellung des Meßergebnisses eine Schwinglinie von der Form der Gleichung (7). Für eine Reihe von Arbeitspunktlagen (siehe Bild 6a) erhält man dann eine Schwinglinien-

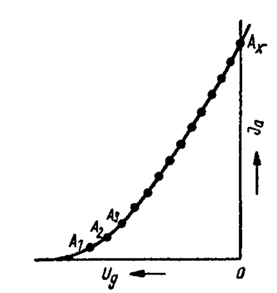


Bild 6 a.

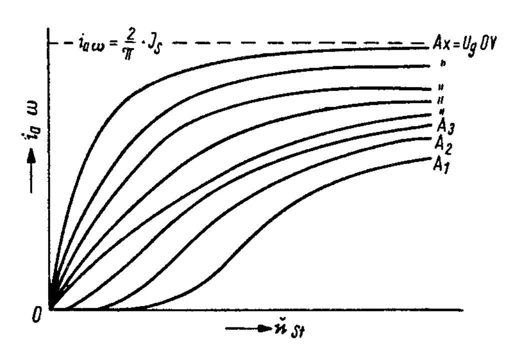


Bild 6 b. Schwinglinienfeld [1]

schar, wie sie Bild 6b zeigt. Da die Gitterwechselspannung im allgemeinen induktiv von u_a abgezweigt wird, ist ein Ausdruck der Kopplung zwischen Anoden- und Gitterkreis die Gegeninduktivität M. Zieht man nun in das Koordinatenkreuz einer gegebenen Schwinglinie vom Koordinatenursprung (Nullpunkt) aus eine Gerade, so hat diese Gerade einen Neigungswinkel α gegenüber der Ordinate (Senkrechten). Es ist dann nach Bild 14

$$\tan \alpha = \frac{u_{st}}{i_a} = \frac{M - D \cdot L}{rC} \cdot \quad (8)$$

Die Gerade hat also einen um so größeren Neigungswinkel, je größer die Kopplung ist. Da sie den Kopplungsgrad angibt, nennt man sie die Rückkopplungsgerade. Wird eine Schwinglinie von dieser Kopplungsgeraden in einem beliebigen Punkt geschnitten (siehe Bild 7), wobei diese Schwinglinie nach unten offen ge-

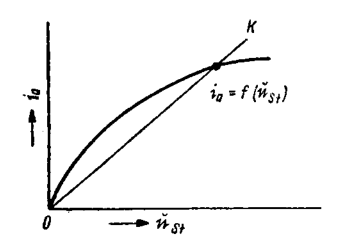


Bild 7. Ermittlung der Erregungsbedingung aus der Schwinglinie

krümmt ist, so gibt der Schnittpunkt den sich einstellenden, stationären Anodenwechselstrom i_a sowie die dabei herrschende Steuerwechselspannung u_{st} an. Wird nun die Kopplung kleiner gemacht, so daß der Punkt P auf der Schwinglinie gegen den Koordinatenursprung wandert, kann man den zum jeweiligen Kopplungsgrad gehörigen Anodenwechselstrom i_a an der Ordinate ablesen. Außerdem sieht man, daß die Schwingamplitude mit Änderung der Kopplung stetig zu- oder abnimmt (weicher Schwingeinsatz, siehe 1.4).

Wird aber bei schwacher Kopplung die Schwinglinie überhaupt nicht geschnitten, dann stellen sich keine Schwingungen ein (Bild 8).

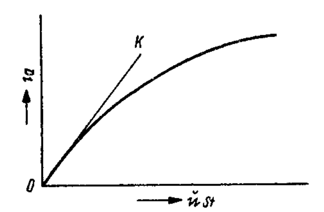


Bild 8.

Betrachtet man die Schwinglinienschar nach Bild 6 genauer, so wird man feststellen, daß eine Schwinglinie auch zweimal von der Rückkopplungsgeraden geschnitten werden kann. Auch in diesem Fall können

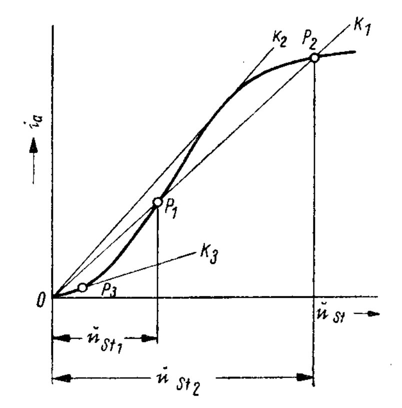


Bild 9. Erklärung der Spring-, Reiß- und Zieherscheinungen aus dem Verlauf der Schwinglinie [1]

sich von selbst keine Schwingungen einstellen. Erfolgt aber ein Anstoß von außen in der Größe von u_{st1}, so wachsen die Schwingungen sofort an und springen von P_1 nach P_2 (Bild 9). Macht man nun die Kopplung etwas loser, d. h., wird der Kopplungsgrad entsprechend

dem Wert k_2 verkleinert, so bleiben die Schwingungen mit etwas verminderter Amplitude bestehen. Wenn der Oszillator ausgeschaltet und nachher wieder eingeschaltet wird, stellt sich der alte Schwingzustand nicht wieder ein. Es bedarf dazu wieder eines Anstoßes von außen oder einer starken Kopplungserhöhung bis zum Wert u_{st1}, wobei sich dann entsprechend k_3 eine kleinere Amplitude stationär einstellt. Auch hier zeigt sich die Richtigkeit des unter 1.4 beschriebenen Vorganges des harten Schwingeinsatzes.

2.3 Die Leistung des Oszillators

Die Schwinglinien geben aber nicht nur über das Verhalten der Amplitude Auskunft, sondern auch über die Leistung des Oszillators. Wir nehmen wieder eine einzelne Schwinglinie an, zeichnen die Kopplungsgerade ein und erhalten den Schnittpunkt P der Kopplungsgeraden mit der Schwinglinie (Bild 10). Lotet man nun

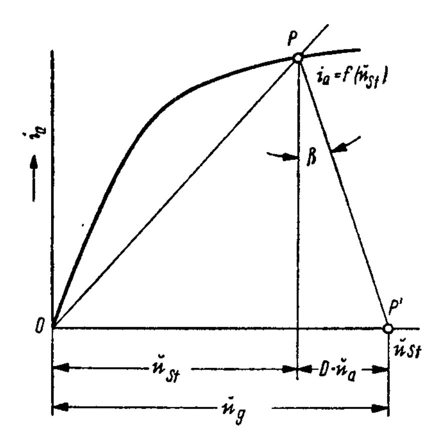


Bild 10. Graphische Ermittlung der Erregungsbedingung, der Anodenwechselspannung, der Gitterwechselspannung und der Oszillatorleistung aus der Schwinglinie

vom Schnittpunkt P in Bild 10 eine Senkrechte auf die Abszisse (Waagerechte), so erhält man u_{st}.

u_g ist aber um $D \cdot u_a$ bzw. $\frac{u_a}{u}$ größer als u_{st}. Wird $D \cdot u_a$ bzw. $\frac{u_a}{u}$ an u_{st} angetragen, so entsteht der Punkt P'. Verbindet man P mit P' durch eine Gerade, dann entsteht mit der Senkrechten von P der Winkel β. Es ergibt sich dann folgender mathematischer Zusammenhang:

$$u_{st} = u_g + \frac{u_a}{u} = u_g + D \cdot u_a,$$

$$u_g + D \cdot u_a = -D \cdot i_a \cdot R_a,$$

da aber
$$R_a = \frac{L}{rC}$$

und
$$D \cdot u_a = i_a \cdot \tan\beta$$

ist, kann man auch schreiben

$$-i_a \cdot \tan\beta = -D \cdot i_a \frac{L}{rC}$$

bzw.
$$\tan\beta = \frac{i_a \cdot DL}{r \cdot C \cdot i_a},$$

$$\tan\beta = \frac{D \cdot L}{r \cdot C}, \tag{9}$$

d. h., die Eigenschaften des Schwingkreises und der Durchgriff der Röhre bestimmen den Winkel β. Die Fläche des Dreiecks, das durch Antragen des Winkels gebildet wird, ist ein Ausdruck für die Leistungsfähigkeit des Oszillators; denn

$$u_a = \frac{1}{D}\left(D \cdot i_a \cdot u_a \frac{1}{2}\right) \tag{10}$$

$$u_a = \frac{1}{2} i_a \cdot u_a . \tag{10a}$$

Die Fläche des Dreiecks wird durch den Klammerausdruck in Gleichung (10) dargestellt. Gleichung (10a) zeigt die Formel für die Leistung des Oszillators.

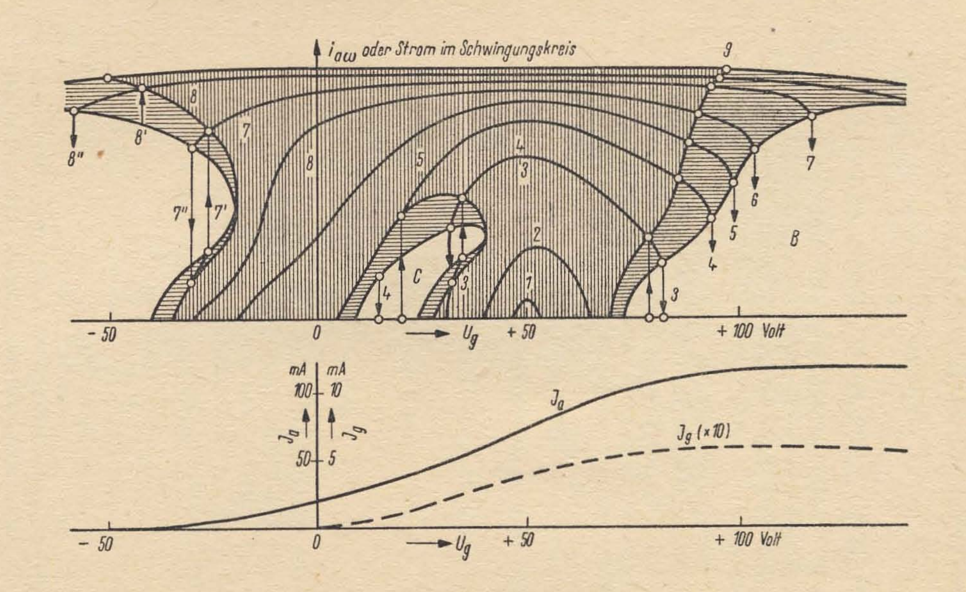


Bild 11. Reißdiagramm nach Rukop [1]

Zusammengefaßt kann gesagt werden, daß die Auswertung einer experimentell aufgenommenen Schwinglinie alle interessierenden Werte des Oszillators ergibt. Darüber hinaus erhält man über sein Verhalten bei den verschiedenen Kopplungsgeraden sowie über die verschiedenen negativen Gittervorspannungen erschöpfend Auskunft.

2.4 Das Reißdiagramm nach Rukop

Eine weitere Art der Darstellung des Zusammenhanges von Schwingamplitude und Arbeitspunkteinstellung ist von Rukop in Form des Reißdiagrammes nach Bild 11 angegeben worden. Es wird die gemessene Grundwellenamplitude des Anodenwechselstromes $\mathfrak{i}_{aw}$ oder der ihr verhältnisgleiche Schwingkreisstrom über der Gittervorspannung für einen bestimmten Betriebs- oder Schaltungszustand aufgetragen. Die veränderliche Größe (Parameter) ist dabei die Rückkopplung, das sind die Linien $\mathfrak{k}_1 \ldots \mathfrak{k}_9$. Man erkennt hier besonders anschaulich das Vorhandensein von Fehlstellen, d. h. von unsteten, durch die Form der Kennlinie bedingten Änderungen der Amplitude, die exakt reproduzierbar sind. Die eingezeichneten Kurven sind solche konstanter Rückkopplung (in beliebigen Einheiten). In den Gebieten A, B und C treten keine stabilen Schwingzustände ein. In den waagerecht schraffierten Gebieten folgen die Schwingungen zwar auf- und abwärts, nach Aus- und erneutem Einschalten aber setzen sie entweder mit anderen Amplituden oder überhaupt nicht wieder ein. Beim Übergang aus diesem Gebiet in die Gebiete A, B und C reißen die Schwingungen vollständig ab, z. B. Punkt 8″. Im Punkt 7″ springt die Amplitude auf einen kleineren, im Punkt 7′ auf einen größeren Wert. Im senkrecht schraffierten Gebiet folgen die Schwingungen der Rückkopplung. Das hier dargestellte Diagramm ist stark vereinfacht. Das einfache Reißdiagramm in Bild 11 läßt sich qualitativ aus dem Verlauf der statischen Anodenstrom-Gitterspannungskennlinien deuten, die unterhalb von Bild 11 angefügt sind. Das senkrecht schraffierte Gebiet ent-

spricht dem Teil der Anodenstromkennlinie, in dem die Steilheit merklich groß ist [1].

Man kann erkennen, daß bei kleinstem Kopplungsgrad k_1 nur dann Schwingungen einsetzen, wenn die Anfangssteilheit groß genug ist. Das Gebiet C ist durch einen besonderen Verlauf der Schwinglinien erklärt. In Bild 12 ist ein solcher Verlauf dargestellt. Hier

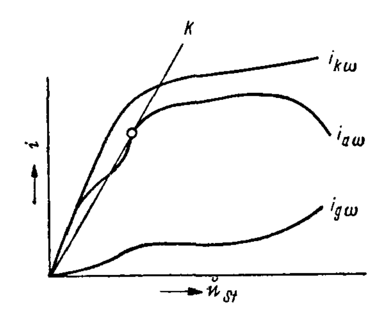


Bild 12. Katodenstrom-, Anodenstrom- und Gitterstromschwinglinie zur Deutung der Springerscheinungen bei mittleren Amplituden durch den Verlauf der Anodenstromschwinglinie [1]

wächst der Gitterstrom durch große Werte von u_{st} stark an, was eine Abnahme von i_a zur Folge hat. Dadurch ergibt sich auch bei starker Rückkopplung eine Leistungsabnahme. Dieser Zustand tritt dann ein, wenn man der Röhre ein Maximum an Leistung an der Grenze von unter- und überspanntem Zustand entnimmt.

Das Reißdiagramm läßt wesentliche Schlüsse auf das Verhalten selbsterregter Röhren zu, wenn sie getastet oder moduliert werden. Man kann daraus die notwendige Größe der Gitterspannungsänderung entnehmen, durch die bei der Tastung die Schwingungen sicher ein- oder aussetzen. So entsprechen die Kurven konstanter Rückkopplung im Reißdiagramm Modulationskennlinien, so daß man die Betriebsbedingungen an-

geben kann, unter denen eine Modulation ohne Reiß- und Sprungerscheinungen mit minimalen Verzerrungen möglich ist.

2.5 Wirkungen des Gitterstromes

Wir haben bisher Gitterstromeinflüsse nicht in unsere Betrachtungen einbezogen. Gitterstrom wird aber immer dann einsetzen, wenn die Amplituden der Schwingungen über ein gewisses Maß hinaus anwachsen. Deshalb ist es wichtig, daß wir uns mit den beiden Wirkungen des Gitterstromes vertraut machen.

Ein Nachteil des Gitterstromes ist der, daß die Kennlinie der Röhre verformt und damit auch die Steilheit S und die mittlere Steilheit S_m verändert werden. Dieser Einfluß ist besonders bei Röhren mit ausgesprochenem Sättigungscharakter spürbar. Es gilt im allgemeinen $I_e = I_a + I_g$. Ist nun der Emissionsstrom I_e schon nahezu gleich dem Sättigungsstrom, dann wird I_g eine stark verflachende Wirkung auf die Kennlinie ausüben.

Bei sehr großen Schwingamplituden und sehr großem $\mathfrak{R}_a$ kann es vorkommen, daß das Gitter zeitweise positive Spannungen bekommt, die gleich oder größer als die dabei auftretende Anodenspannung sein können. Dabei wächst dann der Gitterstrom so stark an, daß die Gitterwechselspannung fast zusammenbricht. Die Schwingamplitude wird also durch diesen Gitterstrom stark abgebremst. Im Abschnitt 1.4 hatten wir festgestellt, daß eine Abbremsung der Schwingamplitude vorteilhaft ist und einen weichen Schwingeinsatz bewirkt. Neben der bremsenden Wirkung des Gitterstromes, besonders im überspannten Zustand, hat aber der Gitterstrom noch eine sehr unangenehme Wirkung: Die Kennlinie wird wegen der wechselnden Stromverteilung und durch das Auftreten von Sekundäremission sehr unregelmäßig, so daß dann auch Unregelmäßigkeiten in der Arbeitsweise des Oszillators auftreten (Springen der Schwingamplitude).

Die andere Wirkung des Gitterstromes ist die, daß er die Sekundärseite des aus Anodenkreisinduktivität und

Gitterspule bestehenden HF-Übertragers belastet, den $\mathfrak{R}_a$ verkleinert und damit die Oszillatorfrequenz verändert.

Mit dem Einsetzen des Gitterstromes wird $\mathfrak{R}_{gi} = \frac{\Delta u_k}{i_g}$ wirksam. Das ist ein Belastungswiderstand für die Gitterspule. Ein Teil dieses Widerstandes wird in den Anodenkreis transformiert, wodurch sich $\mathfrak{R}_a$ verkleinert. Das wirkt zwar bremsend auf die Amplitude, hat aber auch eine Verkleinerung des Kopplungsfaktors zur Folge, weil durch die Belastung an der Gitterspule u_k verkleinert wird bzw. sogar ganz zusammenbrechen kann. Da aber die Eigenresonanz des Anodenkreises nach der Formel

$$\omega_r = \sqrt{\frac{1}{CL} - \left(\frac{r}{L}\right)^2} \qquad (11)$$

auch von der Größe des Verlustwiderstandes r abhängig ist, muß mit wachsendem Gitterstrom I_g eine Frequenzänderung auftreten.

Sind die Amplituden so stark angewachsen, daß das Gitter vorübergehend stark positiv wird und die Anodenspannung demgegenüber weit geringer ist (stark überspannter Zustand), kann es zu Amplitudensprüngen kommen. Ist aber die Anodenspannung noch immer wenig größer, so stellt sich bei positivem Gitter ein starker Sekundärelektronenstrom vom Gitter zur Anode ein, wodurch dann der Gitterstrom wieder abnimmt. Die bremsende Wirkung hört auf, und die Amplitude springt wieder auf sehr große Werte.

Zusammengefaßt kann also gesagt werden: Gitterstrom wirkt anfangs amplitudenbegrenzend, bringt aber bald Unregelmäßigkeiten des Betriebszustandes und Frequenzverwerfungen mit sich.

2.6 Die künstliche Amplitudenbegrenzung

Die im vorigen Abschnitt geschilderten Vorgänge zeigen die Notwendigkeit, etwas gegen die unangenehmen Wirkungen des Gitterstromes zu tun. Eine sehr beliebte

und auch allgemein bekannte Methode ist die Stabilisierung der Amplitude durch die sogenannte Gitterkombination. Wir kennen sie alle vom Audion her. Eine mögliche Schaltungsart der Gitterkombination zeigt die Schaltung in Bild 13. Die Wirkungsweise ist recht einfach und soll im folgenden kurz beschrieben werden.

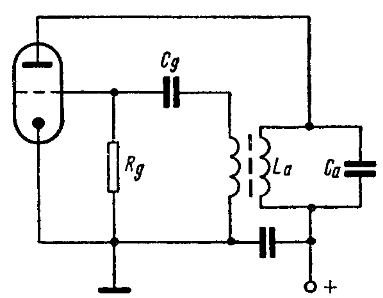


Bild 13. Künstliche Amplitudenbegrenzung durch Gitterkombination R_g—C_g

Es liegt an der Gitterspule L_g die Wechselspannung u_k, denn C_g ist ein für die Betriebsfrequenz sehr kleiner Widerstand. Der Widerstand R_g ist dagegen um ein vielfaches größer. Da eine Gittervorspannung fehlt, wird mit dem Anfachen der Schwingungen auch sofort Gitterstrom einsetzen. Der Gitterstrom aber lädt zunächst den Kondensator C_g auf. Während dieser Zeit können die Schwingungen also fast ungehindert anwachsen. Nach einer bestimmten Zeit

$$\tau = R_g \cdot C_g, \tag{12}$$

(τ sprich tau),

fließt diese Ladung über R_g ab, und es ensteht eine Spannung an R_g, die entsprechend ihrer Polarität an R_g eine negative Gittervorspannung erzeugt. Diese Gittervorspannung verlagert den Arbeitspunkt in den negativen Bereich. Die Verlagerung des Arbeitspunktes wird aber nur so weit gehen, daß die positiven Halbwellen am Gitter noch einen kleinen Gitterstrom auslösen,

weil ja sonst überhaupt keine Verlagerung des Arbeitspunktes erfolgen würde. Es stellt sich also ein Gleichgewichtszustand bei konstantem kleinem Gitterstrom I_g ein. Nur wenn die Zeitkonstante τ sehr groß wird, kommt es zu periodischem Springen des Arbeitspunktes und schließlich zu intermittierendem Schwingbetrieb.

Zur Dimensionierung der Gitterkombination soll Tafel 1 dienen. Hierbei bedeutet

$$T = \frac{1}{f} = \text{Periodendauer.}$$

Ein einfaches Zahlenbeispiel erläutert die Anwendung der Tabelle:

Tafel 1

Zur Dimensionierung der Gitterkombination für die künstliche Amplitudenbegrenzung

f [MHz]	τ [s]	C_g [pF]
0,1 bis 0,4	T · 50	250
0,5 bis 2	T · 50	50
2 bis 10	T · 50	50
11 bis 30	T · 20	25

Die zu erzeugende Frequenz soll 5 MHz betragen. Wir entnehmen der 3. Zeile der Tafel 1 die Werte für τ = T · 50 und C_g = 50 pF. Der gesuchte Gitterwiderstand R_g ist dann mit Gleichung (12)

$$R_g = \frac{\tau}{C_g}.$$

Mit τ = T · 50 wird

$$Rg = \frac{\frac{1}{f} \cdot 50}{C_g}$$

$$= \frac{50}{f \cdot Cg} = \frac{50}{5 \cdot 10^6 \cdot 50 \cdot 10^{-12}} = \frac{10^6}{5} = 2 \cdot 10^5 \text{ Ohm}$$

$R_g = 200\ k\Omega$,

wobei f in Hz und C_g in Farad eingesetzt werden.

3. OSZILLATORSCHALTUNGEN, WIE SIE IN DER PRAXIS ANGEWENDET WERDEN

Nachdem wir uns mit den grundlegenden Problemen der Schwingungserzeugung vertraut gemacht haben, wollen wir uns den verschiedenen Schaltungsarten für Oszillatoren zuwenden.

3.1 Oszillatoren mit LC-Schwingkreis zur Erzeugung von Sinusschwingungen

3.11 Die klassische Rückkopplungsschaltung nach *Meißner*

Die Schaltung dieses Oszillators zeigt Bild 14.

Die Phasenverschiebung von 180°, die zur Rückkopplung notwendig ist, wird durch richtige Polung der Rückkopplungsspule erreicht, der erforderliche Grad der

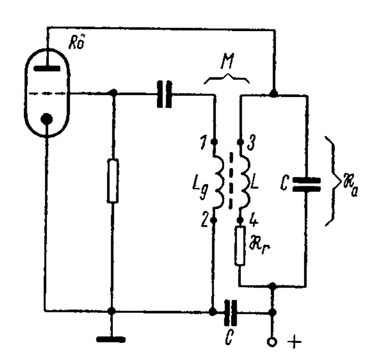


Bild 14. Rückkopplungsschaltung nach Meißner

Kopplung durch die Anzahl der Rückkopplungswindungen bestimmt. Die verschiedenartigen Schaltvarianten, die sich speziell auf die Speisung der Röhre mit den nötigen Gleichspannungen beziehen, sollen nicht im einzelnen erörtert werden (siehe hierzu auch „Amateurfunk", Verlag Sport und Technik). Die fre-

quenzbestimmenden Glieder des Oszillators können sowohl im Anoden- als auch im Gitterkreis der Röhre liegen.

Berechnungsbeispiel:

Wir wollen den Oszillator nach Bild 14 berechnen. Als Röhre soll eine EF 80 verwendet werden. Die Resonanzfrequenz sei in diesem Beispiel $f_0 = 500$ kHz, das Schwingkreis-C soll 500 pF betragen, und der Verlustwiderstand r sei 3 Ω.

Die notwendige Schwingkreisinduktivität L wird nach der *Thomson*-Formel berechnet zu:

$$L = \frac{1}{\omega^2 C} = \frac{1}{40 \cdot 0{,}25 \cdot 500}, \text{ wobei } 4\pi^2 \sim 40,$$

$$L = 0{,}2 \text{ mH}.$$

Die Daten der EF 80 entnehmen wir einer Röhrentabelle mit

$$S = 6{,}8 \text{ mA/V}, \quad Ri = 0{,}65 \text{ M}\Omega.$$

Lösung:

Nach der *Barkhausen*-Formel kann der Durchgriff der Röhre mit

$$D = \frac{1}{S \cdot R_i}$$

errechnet werden.

Es ergibt sich für

$$D = \frac{1}{6{,}8 \cdot 10^{-3} \cdot 0{,}65 \cdot 10^6}$$

$$\underline{\underline{D = 0{,}22 \cdot 10^{-3}.}}$$

Um nach Gleichung (6 a) den Rückkopplungsfaktor k berechnen zu können, brauchen wir noch den Resonanzwiderstand des Schwingkreises, der den wirksamen Arbeitswiderstand $\mathfrak{R}_a$ darstellt. Es ist dann:

$$\mathfrak{R}_a = \frac{L}{C \cdot r} = \frac{0.2 \cdot 10^{-3}}{500 \cdot 10^{-12} \cdot 3}$$

$$\mathfrak{R}_a = 133\ \mathrm{k}\Omega$$

und

$$\mathfrak{k} = D\left(1 + \frac{R_i}{\mathfrak{R}_a}\right)$$

$$\mathfrak{k} = 0{,}22 \cdot 10^{-3}\left(1 + \frac{650}{133}\right)$$

$$= 0{,}127 \cdot 10^{-2}$$

$$\underline{\mathfrak{k} \sim 0{,}13 \text{ Prozent.}}$$

Damit wird die kritische Rückkopplungsinduktivität M_{kr}

$$M_{kr} = \mathfrak{k} \cdot L = 0{,}13 \cdot 10^{-2} \cdot 0{,}2$$

$$\underline{M_{kr} = 0{,}26\ \mu\mathrm{H}.}$$

An der sehr kleinen Rückkopplungsinduktivität von weniger als 1 Prozent der Kreisinduktivität erkennt man die hohe Schwingneigung der EF 80.

3.12 Die induktive Spannungsteilerschaltung (auch induktive Dreipunkt- oder *Hartley*-Schaltung genannt)

Aus der Ersatzschaltung nach Bild 14 läßt sich die Hartley-Schaltung wie folgt entwickeln: Für die HF haben die Punkte 2 und 4 kein Spannungspotential gegeneinander, sie liegen beide auf Erdpotential. Man kann sie demnach ohne weiteres zusammenfassen (HF-mäßig), siehe Bild 15. Somit kann man auch beide Wicklungen zu einer Spartrafowicklung zusammenfassen. Wenn man nun den frequenzbestimmenden Kondensator C_a nicht zur Wicklung 3—4, sondern zur gesamten Wicklung, also an die Punkte 1 und 3, legt (siehe Bild 15), werden auch die Rückkopplungsverhältnisse nicht geändert. Man muß nur den Kondensator C_a neu berechnen, weil er jetzt zur gesamten Spule L parallel liegt und damit die Resonanzfrequenz verändert wird.

Bei dieser Schaltung sind die Ströme durch L_a und L_g nahezu gleich groß und gleich dem Kreisstrom, wenn

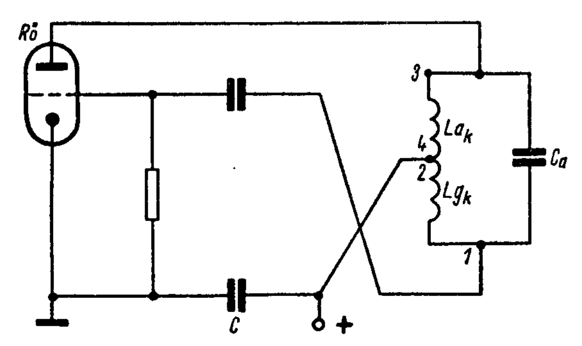


Bild 15. Entwicklung der induktiven Dreipunktschaltung aus Bild 14

der relativ geringe Röhrenstrom vernachlässigt wird, denn es ist $I_L = \varrho \cdot I_a$. In diesem Fall, Schwingkreis mit hoher Güte und geringer Gitterstrom, läßt sich der Kopplungsfaktor leicht bestimmen durch die Beziehung

$$\mathfrak{k} = -\frac{\mathfrak{u}_g}{\mathfrak{u}_a} \approx \frac{L_{gk}}{L_{ak}}. \tag{13}$$

Für die Praxis reicht bei den obengenannten Voraussetzungen die Genauigkeit vollkommen aus. Man wird sowieso wegen der nicht vermeidbaren Verluste L_{gk}, also damit $\mathfrak{k}$, immer etwas größer wählen, als es sich aus den Gleichungen (6 a) und (13) ergibt.

Die Frequenz der Selbsterregung kann man ebenfalls sehr einfach durch eine Näherungsgleichung ausdrücken. Es gelten dabei wiederum die vorher angegebenen Voraussetzungen. Die Resonanzfrequenz wird dann:

$$\omega_r \approx \frac{1}{\sqrt{C_a (L_{gk} + L_{ak})}}, \tag{14}$$

bzw.

$$fr \approx \frac{1}{2\pi\sqrt{C_a (L_{gn} + L_{ak})}}. \tag{14 a}$$

Es sei noch darauf hingewiesen, daß bei dieser wie auch der nachfolgenden Schwingschaltung keine Gegeninduktivität, d. h. keine Kopplung der Spulen miteinander, zu bestehen braucht.

3.13 Die kapazitive Spannungsteilerschaltung (auch kapazitive Dreipunkt- oder *Colpitts*-Schaltung genannt)

Diese in Bild 16 gezeigte Schaltung wird analog der induktiven Dreipunktschaltung aus der Ersatzschaltung

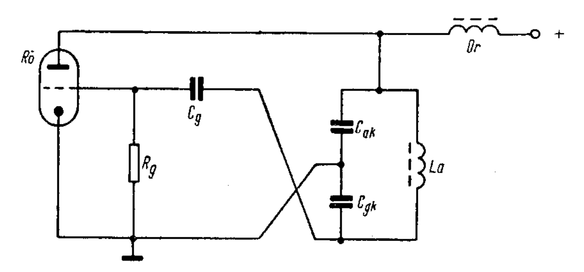


Bild 16. Prinzipschaltung der kapazitiven Dreipunktschaltung (Entwicklung aus Bild 14)

nach Bild 14 entwickelt. Besondere Erklärungen sind dazu nicht erforderlich. Zu beachten ist allerdings, daß man hier nicht am kalten Punkt (zwischen C_{ak} und C_{gk}) einspeisen kann.

Den Kopplungsfaktor berechnet man hier ebenfalls leicht mit Hilfe einer Näherungsgleichung, wenn man die gleichen Voraussetzungen wie bei der induktiven Dreipunktschaltung schafft. Es gilt

$$\mathfrak{k} = -\frac{u_g}{u_a} \approx \frac{C_{ak}}{C_{gk}}. \qquad (15)$$

Für die Frequenz der Selbsterregung gilt näherungsweise

$$\omega_r \approx \sqrt{\left(\frac{1}{C_{ak}} + \frac{1}{C_{gk}}\right) \frac{1}{L_a}} \tag{16}$$

bzw.

$$f_r \approx \frac{1}{2\,\pi} \sqrt{\left(\frac{1}{C_{ak}} + \frac{1}{C_{gk}}\right) \frac{1}{L_a}}\,. \tag{16 a}$$

Für die Funktion beider Dreipunktschaltungen ist folgendes Voraussetzung. Die Impedanzen $\mathfrak{R}_{gk}$ und $\mathfrak{R}_{ak}$ müssen stets das gleiche Vorzeichen des Phasenwinkels haben. Das heißt also, sie müssen beide kapazitiv oder beide induktiv sein. Außerdem muß, damit die Summe aller Blindleitwerte Null wird, die Impedanz $\mathfrak{R}_{ga}$ das entgegengesetzteVorzeichen des Phasenwinkels wie $\mathfrak{R}_{gk}$ und R_{ak} haben. Weiterhin muß, damit $\mathfrak{k}$ positiv wird, $\mathfrak{R}_{ga} \gg \mathfrak{R}_{gk}$ sein.

Die kapazitive Dreipunktschaltung ist unanfällig gegen parasitäre Schwingungen und bietet den Vorteil, daß man für die Kreisspule ohne Anzapfungen sowie nur mit zwei Anschlußpunkten auskommt. Das ist vorteilhaft, wenn man den Frequenzwechsel mit Steckspulen vornimmt.

3.14 Die *Huth-Kühn*-Schaltung

Die Schaltung entspricht der induktiven Dreipunktschaltung, da die Impedanzen der Dreipunktschaltung auch aus mehreren Einzelkreisen bestehen können. Bild 17 zeigt eine mögliche Schaltungsart der induktiven Dreipunktschaltung. Durch eine kleine Umformung läßt sich daraus die Huth-Kühn-Schaltung entwickeln. Wir legen den Schwingkreis L_a, C_a zwischen Anode und Katode der Röhre und den Schwingkreis C_g, L_g in den Gitterkreis. Dann bleibt noch der Kondensator C, der in Bild 17 zwischen Anode und Gitter der Röhre liegt. Diesen Kondensator können wir weglassen und ihn durch die Anoden-Gitter-Kapazität C_{ga} der Röhre ersetzen. Damit haben wir, wie Bild 18 zeigt, die Huth-

Kühn-Schaltung. Nun ist es auch nicht mehr schwer, die Wirkungsweise dieser Schaltung zu verstehen. Reicht die Kapazität C_{ga} nicht aus, so kann sie durch Parallelschalten einer festen Kapazität auf den erforderlichen Wert gebracht werden. Bei der richtigen Größe der Kapazität C_{ga} wird der Gitterkreis ent-

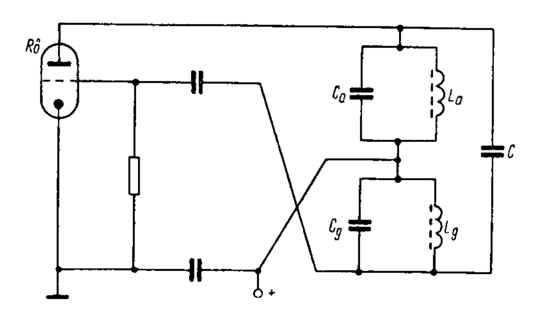


Bild 17. Dreipunktschaltung mit zwei Schwingkreisen

dämpft, und es scheint, als ob der Gitterimpedanz $\mathfrak{R}_g$ ein negativer Widerstand parallelgeschaltet sei. Da die Schaltung einer induktiven Dreipunktschaltung entspricht, müssen die beiden Schwingkreise C_g, L_g und C_a, L_a für eine höhere Frequenz als die Oszillatorfrequenz ausgelegt sein, damit sie beide dann im Schwingbetrieb als Induktivitäten wirken. Der Rück-

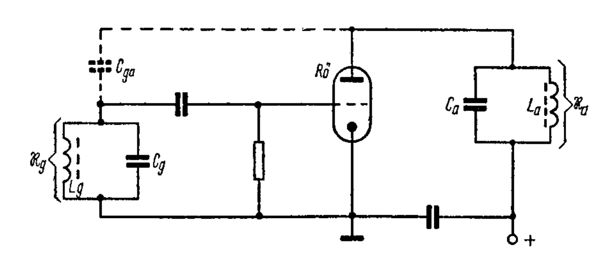


Bild 18. Prinzip des Huth-Kühn-Oszillators

kopplungsfaktor errechnet sich unter der Voraussetzung, daß $\frac{1}{\omega \cdot C_{ga}} \gg \mathfrak{R}_g$ ist, zu

$$k = -\frac{u_g}{u_a} = -\frac{\mathfrak{R}_g}{\mathfrak{R}_g + \frac{1}{j\omega \cdot C_{ga}}} . \qquad (17)$$

Es sei noch darauf hingewiesen, daß auch hier die Kreise bzw. Induktivitäten nicht gekoppelt sind.

3.2 Einiges über kommerzielle Oszillatorschaltungen, wie sie oft von Funkamateuren angewendet werden

3.21 Der elektronengekoppelte Oszillator

Auch diese Schaltung entsteht durch eine Abwandlung der induktiven Dreipunktschaltung. In Bild 19 ist eine Prinzipschaltung des ECO-Oszillators angegeben. Sie läßt sich leicht aus Bild 15 entwickeln. Man klappt einfach den Schwingkreis, bestehend aus L_{ak}, L_{gk} nach unten, trennt die Anode ab und erdet sie HF-mäßig. Das freigewordene Spulenende wird an Erde gelegt, und schon haben wir die allen Amateuren bekannte ECO-Schaltung. Gitter und Katode führen also jetzt

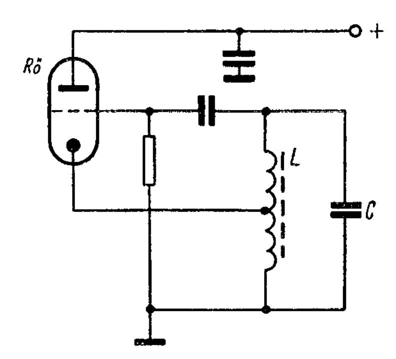


Bild 19. Der elektronengekoppelte Oszillator (ECO)

HF-Spannung, während die Anode kalt ist. Zweckmäßig benutzt man für diese Schaltung eine Pentode, weil dann sowohl das Schirmgitter als auch das Bremsgitter (G_3 und Katode müssen getrennt sein) HF-mäßig geerdet sind. Es wird dadurch ein statischer Schirm zwischen Anode und eigentlichem Oszillatorsystem gebildet. Dadurch ist die Anodenrückwirkung auf das Steuergitter äußerst gering. Somit rufen Änderungen am Verbraucher weder eine merkliche Verstimmung noch Dämpfungs- oder Amplitudenänderungen hervor. Die Kopplung ist sehr lose, da sie nur durch den Elektronenstrom erfolgt. Da bei dieser Schaltung die Gitter-Katoden-Kapazität C_{gk} parallel zum Schwingkreis-C liegt, ist es erforderlich, Röhren mit geringer Gitter-Katoden-Kapazität und ein größeres Kreis-C zu verwenden. Außerdem unterliegt das C_{gk} starken Veränderungen bei schwankenden Betriebsspannungen. Es ist deshalb die Schirmgitterspannung zu stabilisieren, sofern nicht die Speisespannungen überhaupt stabilisiert sind. Oft werden widersprechende Meinungen über die Rückwirkungsfreiheit des ECO geäußert. Eine vollkommene Rückwirkungsfreiheit läßt sich nur dann erreichen, wenn der Anodenkreis des ECO auf einem Ohmschen Widerstand arbeitet, d. h., der Anodenkreis darf nicht abgestimmt sein, und die nachfolgende Röhre muß im A-Betrieb arbeiten. Auch wenn der Anodenkreis auf eine Harmonische (Oberwelle) abgestimmt ist, kann man keine Rückwirkungsfreiheit erzielen. Es ist ratsam, den Ohmschen Arbeitswiderstand nicht zu groß zu wählen, damit die Anodenspannung nicht zu tief durchgesteuert und die Schirmgitterspannung rückwirkend nicht beeinflußt wird. Den Katodenabgriff legt man bei Frequenzen von 1,5 bis 15 MHz zwischen 1/20 und 1/4 der Windungszahl der Spule. Im großen und ganzen richtet man sich nach den Röhrendaten und der Kreisgüte. Bei höheren Frequenzen als 5 MHz empfiehlt es sich, die Heizung der Röhre zu verdrosseln, weil bei dieser Schaltung die Strecke Heizfaden—Katode teilweise parallel zum Schwingkreis liegt. Gerade diese Strecke ist nicht nur kapazitiv, sondern auch rein

Ohmisch nicht konstant, was bei höheren Frequenzen zur Brumm-Modulation und Frequenzverwerfung führt. In Bild 20 ist eine ECO-Schaltung dargestellt, deren Anodenkreis auf einem Ohmschen Widerstand arbeitet, wodurch eine sehr gute Rückwirkungsfreiheit erreicht wird.

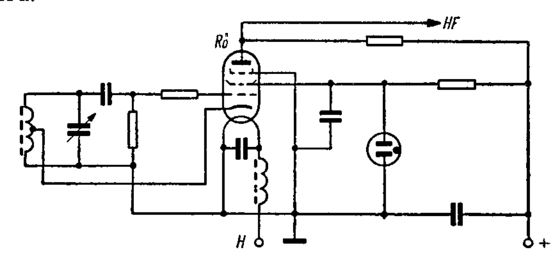


Bild 20. Rückwirkungsfreie ECO-Schaltung

3.22 Der *Clapp*-Oszillator

Dieser Oszillator ist ein auf besonders lose Kopplung gezüchteter Oszillator. Die Schaltung ist auf die kapazitive Dreipunktschaltung (Colpitts-Oszillator) zurückzuführen, wie die Prinzipschaltung nach Bild 21 zeigt. Durch die extrem lose Kopplung der Oszillatorröhre an den Schwingkreis ist die erzeugte Frequenz von Röhrendaten und Speisespannungsschwankungen nahezu vollkommen unabhängig. Die Schwingbedingung für den Clapp-Oszillator ist gegeben durch die Beziehung

$$\frac{\omega \cdot L}{Q} = S \cdot X_1 \cdot X_2 \,, \tag{18}$$

wobei ω die Kreisfrequenz, L die Kreisspule, Q die Güte des Resonanzkreises, S die Steilheit der verwendeten Röhre und X_1 bzw. X_2 die Reaktanzen der Kondensatoren C_1 bzw. C_2 sind. Es leuchtet ein, daß die Kondensatoren C_1 und C_2 möglichst groß gewählt werden, weil dann — genau wie beim ECO — Änderungen der Gitter-Katoden-Kapazität der Oszillatorröhre keinen Einfluß auf die Frequenz nehmen können. Nachteilig wirkt sich bei der Clapp-Schaltung die ge-

ringe Leistung des Oszillators und die Abhängigkeit der Schwingleistung von der Kapazität des Schwingkreiskondensators C aus. Damit ist die Schaltung nur für ein sehr schmales Frequenzband brauchbar. Um zu vermeiden, daß die Schwingleistung mit kleiner werdendem C (also herausgedrehtem Drehko) niedriger wird, sollte man den Kondensator C (Bild 21) fest

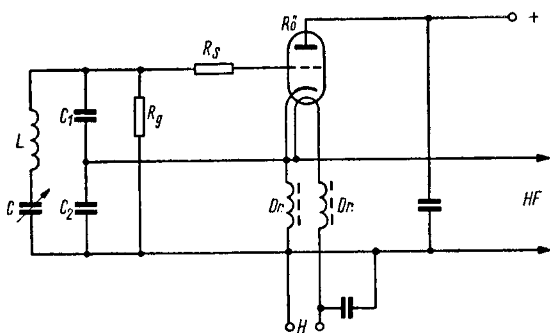


Bild 21. Clapp-Oszillator

wählen und die Abstimmung durch einen Drehko vornehmen, der parallel zu den Kondensatoren C_1, C_2 liegt. Rückkopplungsgrad und Ankopplung der Röhre bleiben dadurch unverändert. Die Größe dieses Abstimmkondensators läßt sich wie folgt berechnen:

$$C_A = \frac{v}{\frac{1}{C} + \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} - \frac{V}{C}} - \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} \qquad (19)$$

mit

$$v = \left(\frac{f_E}{f_A}\right)^2;$$

f_E = Ende des Frequenzbereiches,
f_A = Anfang des Frequenzbereiches.

Damit geht die Schaltung nach Bild 21 über in die Schaltung Bild 22.
Das Verhältnis der beiden Kondensatoren C_1 und C_2 hängt von der verwendeten Röhrentype ab. Es ist nicht

immer richtig, $C_1 = C_2$ zu wählen. Ebenso sollte das Verhältnis $C_1 : C_2$ nicht zu klein sein. Bei geringen Kreisverlusten kann man ein Verhältnis von 1 : 15 erreichen.

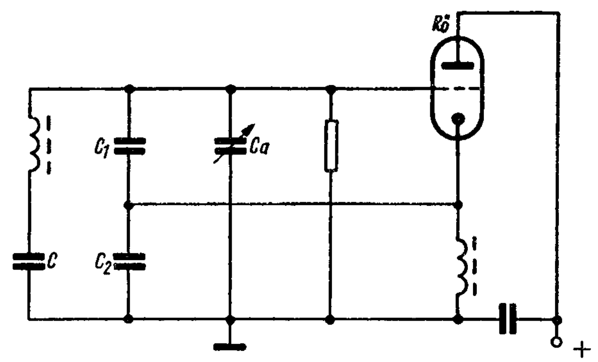


Bild 22. Verminderung der Abhängigkeit der Schwingleistung von der Schwingkreiskapazität durch Verwendung einer Festkapazität C

3.23 Der *Franklin*-Oszillator

Ein Oszillator, den man in seiner Frequenzkonstanz mit der eines quarzgesteuerten Ozillators vergleichen kann, ist der Franklin-Oszillator (Bild 23). Die Röhren

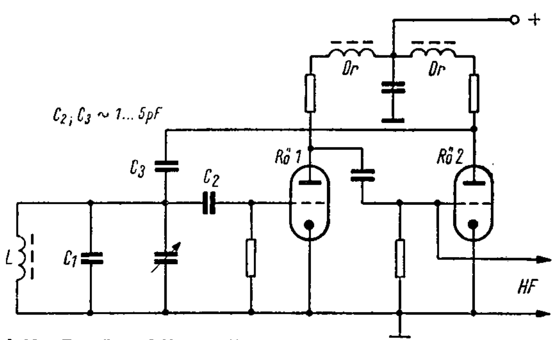


Bild 23. Der Franklin-Oszillator

sind bei dieser Schaltung ebenfalls äußerst lose angekoppelt. Die zweite Röhre wird zur Phasendrehung und zur Rückkopplungsverstärkung benutzt. Die Auskopplung der HF erfolgt vom Gitter der zweiten Röhre, wodurch der verstimmende Einfluß von seiten der Lastauskopplung auf ein Minimum reduziert ist. Man verwendet als Schwingröhre $Rö_1$ vorteilhaft eine Pentode, weil dann durch das Schirmgitter eine Trennung von Schwingkreis und Auskopplung erfolgt wie bei der ECO-Schaltung. Schwingkreis und Katode liegen bei dieser Schaltung auf Erdpotential, was gegenüber der Clapp-Schaltung als Vorteil zu werten ist.

3.3 Erzeugung von Schwingungen im UKW- und Dezimeter-Gebiet

3.31 Grundsätzliches

Mit der Verkürzung der Wellenlänge wächst der Einfluß der Röhrenkapazitäten und der Zuführungen zu den Elektroden, so daß sie natürlich nicht mehr vernachlässigbare C- und L-Werte darstellen. Es werden hier sogar Konstruktionsteile der Röhre hauptsächliche Schaltelemente des Schwingkreises. Dadurch wird aber ein bedeutender Blindstrom durch die Röhre wirksam, und es ergeben sich innerhalb der Röhre außergewöhnliche Strombelastungen und Erwärmungen. Schließlich zwingt die endliche Geschwindigkeit der Elektronen zu sehr geringen Elektrodenabständen. Eine Verringerung der Elektrodenabstände soll aber keine Vergrößerung der Kapazitäten der Elektroden hervorrufen, sondern die Kapazitäten sind so niedrig wie nur möglich zu halten. Es bleibt also nichts anderes übrig, als die Elektrodenflächen sehr klein zu halten. Dadurch aber treten wieder starke Erwärmungen insbesondere der Anode auf, so daß schon für relativ kleine Leistungen strahlungsgekühlte Röhren verwendet werden müssen. Außer den Elektrodenkapazitäten spielen in solchen Frequenzgebieten auch die Kapazitäten schon eine Rolle, die durch den Röhrenkolben hindurch zwischen Elektroden und äußeren Schaltelementen gebildet wer-

den. Man muß daher für den Röhrenkolben Gläser mit einem kleinen Verlustwinkel tan δ verwenden.

Die noch im KW-Gebiet verwendeten notwendigen Verdrosselungen der Anoden- und Katodenzuleitungen sind hier kaum noch wirksam, sie bringen überdies Kapazitätserhöhungen in den frequenzbestimmenden Kreis hinein, so daß dadurch eine hohe Frequenz nicht immer erreicht wird. Außerdem neigen sie zur Erzeugung von parasitären Schwingungen. Man vermeidet die parasitären Schwingungen dadurch, daß man zwei Röhren in Gegentaktschaltung verwendet und die L-Werte im Anoden- und Gitterkreis so aufeinander abstimmt, daß Anoden-, Katoden- und Gitteranschluß HF-Nullpotential tragen.

Der mechanische Aufbau, das trifft allerdings schon für das KW-Gebiet zu, muß äußerst stabil sein; denn sonst treten durch äußere Erschütterungen mitunter recht erhebliche Frequenzverwerfungen auf. Im Dezimeter-Gebiet werden die Zuleitungen bzw. Spulen meistens als Hohlleiter ausgeführt und sind teilweise gleichzeitig Röhrenträger. Keramische Stützisolatoren werden an den Stellen als Tragkonstruktion verwendet, die HF-mäßig geerdet sind.

3.32 Schaltungstechnik der Oszillatoren im UKW- und Dezimeter-Gebiet

Die hier aufgeführten Beispiele sollen nur über die Schaltungstechnik in den hohen Frequenzgebieten informieren. Für den Funkamateur ist es meistens einfacher, die Frequenzen im UKW- und Dezimeter-Gebiet durch HF-Generatoren im KW-Gebiet zu erzeugen und in nachfolgenden Vervielfacherstufen die gewünschte Endfrequenz zu erreichen.

Das erste Beispiel zeigt in Bild 24 einen Einröhren-Generator. Die Frequenz wird durch den zwischen Anode und Gitter liegenden Schwingkreis bestimmt. Die Einstellung der Rückkopplung erfolgt durch Änderung von L_{gk}. Durch das in Bild 25 dargestellte Ersatzschaltbild erkennt man, daß der Oszillator eine

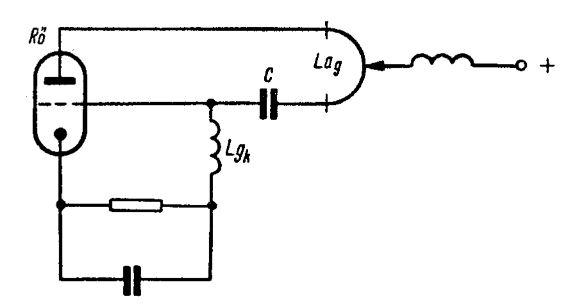


Bild 24. Einröhrengenerator für das UKW- und Dezi-Gebiet

Brückenschaltung bildet. Wie aus dem Brückenschaltbild Bild 25a zu ersehen ist, besteht bei einem ganz bestimmten L_{gk}-Wert, den man $L_{gk\,kritisch}$ nennt, Brückengleichgewicht. Bei $L_{gk\,kritisch}$ ist die Spannung an C_{gk} = O, damit werden U_g und I_a = O, und die Schwingung setzt aus. Nur unter- oder oberhalb von $L_{gk\,kritisch}$ schwingt der Oszillator. Allerdings geht eine Veränderung von L_{gk} auch etwas auf die Frequenz ein, und zwar in der Form, daß mit größer werdendem

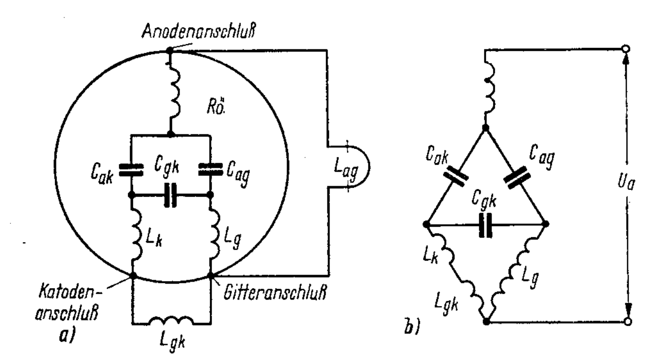


Bild 25. a) Ersatzschaltbild des Einröhrengenerators nach Bild 24; b) Brückenschaltung zu Bild 24

L_{gk} die Oszillatorfrequenz tiefer wird. Die Gleichgewichtsbedingung für die Brückenschaltung lautet

$$\frac{C_{ag}}{C_{ak}} = \frac{L_k + L_{gk\,\text{kritisch}}}{L_g}. \qquad (20)$$

Zum Aufbau dieses Oszillators wäre noch zu sagen, daß die Anodenanschlüsse naturgemäß Kapazitäten gegen Erde bilden. Erdet man die Katode, so vergrößert sich die Wellenlänge, weil damit das Schwingkreis-C vergrößert wird. Die Anodenleitung nach L_{ag} in Bild 26 und L_{ag} selbst bilden Kapazitäten gegen das Massepotential. Ist die Katode HF-mäßig geerdet, so wird, wie schon gesagt, diese Kapazität mit eingestimmt und verkleinert die Frequenz. Schaltet man aber die Drosseln L_k unmittelbar an die Röhre, so ist die Katode hochgelegt. Die Veränderung der Katodendrosseln geht dann auf die Rückkopplung ein.

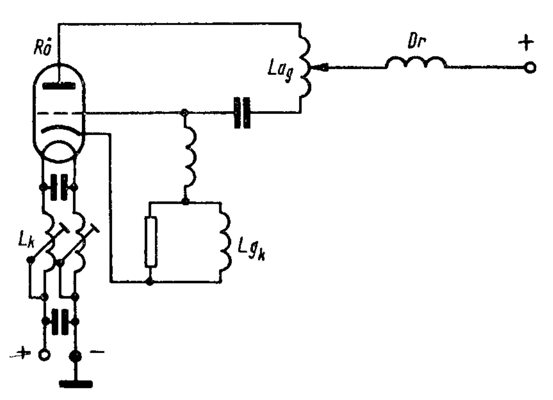


Bild 26. Erweitertes Schaltbild zu Bild 24

Eine andere Schaltung zeigt Bild 27. Hier ist ein Gegentaktoszillator dargestellt. Die Gitter sind durch eine kurze Kupferschiene miteinander verbunden. Der frequenzbestimmende Schwingkreis wird aus C_{ag}, den

inneren Röhreninduktivitäten L_a und L_g und den äußeren Induktivitäten a — b gebildet. Die äußere Induktivität a — b läßt sich durch Verstellen des Schiebers S variieren. Diese Schaltung ist für Frequenzen über 45 MHz wegen der sechs Drosseln nicht vorteilhaft.

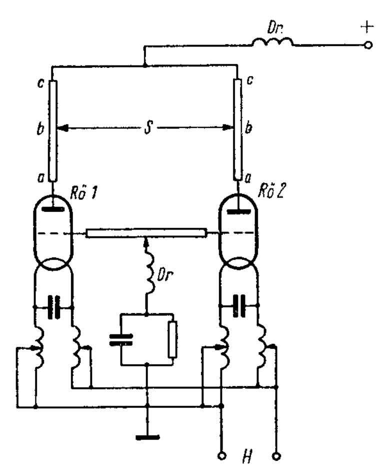


Bild 27. Gegentaktoszillator für das UKW- und Dezi-Gebiet

Die in Bild 28 gezeigte Schaltung vermeidet zunächst die Katodendrosseln. Man bildet die Heizzuleitung so aus, wie im Bild dargestellt wurde. Die Heizungszuführung liegt einpolig in einem Kupferrohr, den anderen Pol bildet das Rohr selbst. Die HF wird vom Erdpunkt durch die Sperrkreise ferngehalten, die das Rohr und der axiale Draht bilden. Bedingung: Der untere Kurzschlußbügel muß auf die Arbeitsfrequenz eingestellt sein. Die Rückkopplung wird dadurch eingestellt, daß der Kurzschluß die beiden Kupferrohre an beliebiger Stelle miteinander verstellbar verbindet. Bild 29 zeigt einen Gegentaktoszillator in Anodenbasisschaltung. Beide Anoden haben somit Masse-

potential. Obwohl die Anodenkapazität nicht mehr mit eingestimmt werden kann, bleibt die Katode hochgelegt, was die Stabilität der Arbeitsweise noch wesentlich gegenüber der in Bild 28 dargestellten Zwischenbasisschaltung erhöht.

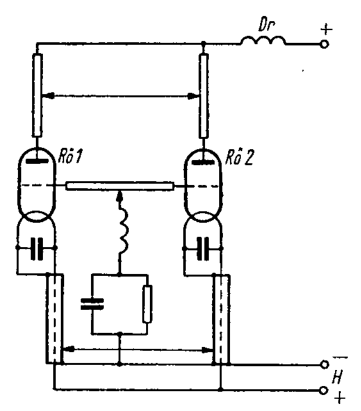


Bild 28. Gegentaktoszillator für das UKW- und Dezi-Gebiet ohne Katodendrosseln

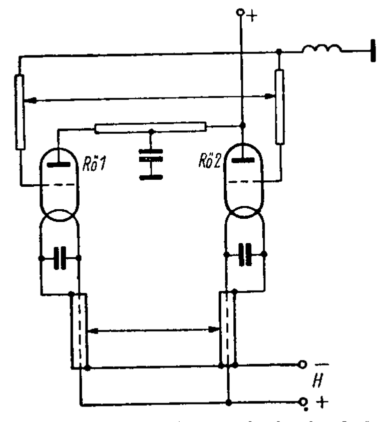


Bild 29. Gegentaktoszillator in Anodenbasisschaltung

Da aber für hohe Frequenzen jede Drossel vermieden werden sollte, wollen wir uns zuletzt noch die in Bild 30 gezeigte Katodenbasisschaltung ansehen. Hier ist also keine Drossel mehr vorhanden. Der Aufbau zum einwandfreien Arbeiten dieser Schaltung ist sehr schwierig. Falls der Aufbau so kapazitätsarm ist, daß die Anodenkapazität nicht ins Gewicht fällt, dann werden auch die Heizdrosseln entbehrlich. Infolge der

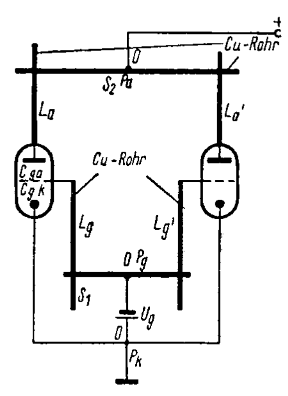


Bild 30. Gegentaktoszillator in Katodenbasisschaltung, bei dem jede Verdrosselung vermieden wurde

Gegentaktschaltung haben die Punkte a, g und k HF-Nullpotential, können also ohne Drosseln über die Betriebsstromquelle miteinander verbunden werden. Frequenzbestimmend ist der in der Hauptsache aus L_a, C_{ag} bestehende Schwingkreis. Der Kopplungsfaktor kann mit dem Schieber S_1 eingestellt werden, denn k läßt sich ausdrücken durch die Gleichung

$$k = \frac{L_g}{L_a} = \frac{L_g'}{L_a'} \cdot \qquad (21)$$

Der Aufbau muß mechanisch sehr fest, in bezug auf beide Röhren sehr symmetrisch und möglichst kapazitätsarm durchgeführt werden.

4. ÜBER DIE FREQUENZKONSTANZ VON RÖHREN-OSZILLATOREN

4.1 Die Bedingungen für gute Frequenzkonstanz

Die Anforderungen an die Frequenzkonstanz aller Funkdienste sind auf Grund der Verkehrsdichte im KW-Gebiet sehr groß geworden. Aus diesem Grunde sollten auch alle Funkamateure außer der üblichen Funkdisziplin größten Wert auf konstante Sendefrequenz legen. Es erschwert nicht nur das eigene QSO, wenn die Sendefrequenz des eigenen oder des empfangenen Senders unstabil ist, sondern man stört dadurch auch andere Amateure bei der Arbeit.

Eine Frequenzkonstanz von $\pm 1 \cdot 10^{-4}$ müßte heutzutage die selbstverständliche Forderung eines jeden Amateurs an seine Sendeanlage sein. Man sollte sich aber bemühen, die Frequenzkonstanz noch höher auf $\pm 1 \cdot 10^{-5}$ bis $\pm 1 \cdot 10^{-6}$ zu treiben. Nun wird mancher mit dem Einwand kommen, daß man mit quarzgesteuerten Oszillatoren noch besser stabilisieren kann. Quarze aber sind recht teuer, und nicht jeder kann so tief in die Brieftasche greifen. Wir wollen uns aber trotzdem Gedanken darüber machen, von welchen Faktoren die Stabilität der Frequenz abhängig ist. Wenn wir die Faktoren kennen, so haben wir die Möglichkeit, sie zu beachten und soweit wie möglich auszuschalten.

Wie wir schon in den vorigen Abschnitten gesehen haben, ist die sich einstellende Oszillatorfrequenz stets etwas höher als die Resonanzfrequenz des Schwingkreises. Die Frequenz läßt sich allgemein durch folgende Gleichung ausdrücken:

$$f = f_r \left(1 + \frac{d^2}{L} \cdot \frac{1}{\frac{M}{L_a} \cdot \mu - 1} \right), \qquad (22)$$

wobei f = Oszillatorfrequenz, f_r = Resonanzfrequenz des Schwingkreises, d = Dämpfung ist.

M und L_a sind aus Bild 14 ersichtlich.

Aus Gleichung (22) geht hervor, daß man möglichst in dem Teil des Kennlinienfeldes arbeiten soll, in dem der Verstärkungsfaktor μ von den Speisespannungen unabhängig ist. Dann wird auch die Oszillatorfrequenz von den Röhrenbetriebsspannungen unabhängig sein. Weiterhin ist es notwendig, die Kopplung möglichst lose zu machen, weil sonst ein hoher Gitterstrom auftritt, der einen zusätzlichen Verlustwiderstand in den Schwingkreis einkoppelt, so daß geringfügige Betriebsänderungen großen Einfluß auf die Frequenz haben. Man beachte also immer möglichst lose Kopplung, d. h., je kleiner M/L_a (Bild 14), um so frequenzstabiler ist der Oszillator.

Einen anderen wichtigen Faktor stellt die Dämpfung dar. Sie soll möglichst klein sein, was ein großes L_a/C_a-Verhältnis erfordert. Dadurch erhält man eine sehr phasenreine Rückkopplung. Die Forderung nach einem großen L_a/C_a-Verhältnis bedingt eine möglichst kleine Kreiskapazität. Nun hatten wir aber schon in anderen Beispielen davon gesprochen, daß man das frequenzbestimmende C_a nicht zu klein wählen soll. Die Eingangskapazität der Röhre liegt parallel zu C_a. Sie ändert sich nicht nur bei Röhrenwechsel, sondern auch mit den Betriebsspannungen. Das kommt daher, weil die zwischen Gitter und Katode liegende Raumladung erheblich zur Gitter-Katodenkapazität beiträgt und die Raumladung wiederum sehr von der Höhe der Betriebsspannungen abhängig ist. Man verwendet als Kreiskapazitäten für Oszillatoren etwa folgende Richtwerte: bis 3 MHz etwa 500 pF, bis 6 MHz etwa 300 pF, bis 15 MHz etwa 150 pF und bis 30 MHz etwa 80 pF.

Ein anderer wichtiger Faktor, den wir schon betrachtet hatten, ist die Amplitudenbegrenzung. Man begrenze also die Amplitude stets künstlich durch eine RC-Gitterkombination. Außerdem soll man $\mathfrak{R}_a$ nicht zu groß machen, weil sonst die Anodenspannung vorübergehend sehr klein werden kann, wodurch ein Gitterstromanstieg möglich ist. Man fahre auch die Oszillatorröhre niemals bis zur Grenze der Belastung

aus. Um die Erwärmung niedrig zu halten, soll die Verlustleistung der Elektroden niemals den maximal zulässigen Wert erreichen, weil Schwankungen der inneren Röhrenkapazitäten durch thermische Einflüsse auftreten.

Es sei hier noch erwähnt, daß man zur Erzielung eines großen L_a/C_a-Verhältnisses vorteilhaft mit Frequenzvervielfachung arbeitet; denn bei niedrigen Frequenzen ist ein größeres L/C-Verhältnis leichter erreichbar.

Sehr wichtig ist es auch, Temperatur- und Klimaeinflüsse möglichst klein zu halten. Temperatureinflüsse lassen sich sehr gut durch Temperaturkompensierte Schwingkreiskondensatoren und Keramikspulen mit eingebrannten Windungen ausgleichen. Unter Umständen ist es empfehlenswert, den Oszillator in einen Thermostaten einzubauen.

Die Auskopplung der HF-Spannung vom Oszillator zu den nachfolgenden Stufen soll so lose wie möglich erfolgen. Man vermeidet Einwirkungen durch Lastschwankungen auf den Oszillator durch Zwischenschaltung einer Trennstufe, die jedem Amateur auch unter dem Begriff Pufferstufe bekannt ist.

Gute Abschirmung des Oszillators gegenüber anderen Stufen des Gerätes ist empfehlenswert. Werden in einem Gerät mehrere Oszillatoren betrieben, so ist es von großer Wichtigkeit, die Oszillatoren gegeneinander sehr gut abzuschirmen, da sonst Mitnahmegefahr besteht. Das heißt, daß der schwächere Oszillator vom stärkeren synchronisiert werden kann.

Auf sauberen mechanischen Aufbau und gute Festigkeit auch der mechanischen Teile sowie gute Präzision der Antriebs- und Regelorgane ist größter Wert zu legen. Abschließend sei noch bemerkt, daß man niemals die Antenne direkt an einen Oszillator ankoppelt, weil die elektrischen Antennenwerte durch Witterungseinflüsse schwanken und dann den Oszillatorkreis beeinflussen.

Zu den Betrachtungen über die Frequenzstabilisierung wollen wir noch einige Probleme der Stabilisierung mit Quarzen erörtern. Wenn auch der Anschaffungspreis

für Quarze sehr hoch liegt, so ist doch die Funktion der quarzgesteuerten Oszillatoren von allgemeinem Interesse. Außerdem schadet es keinem Amateur, etwas über diese Technik zu erfahren.

4.2 Geometrie und Kristallographie des Quarzkristalles [3]

Der Quarz ist ein 6seitiges Prisma mit horizontal gestreiften Flächen (m). Abgeschlossen ist dieses Prisma von einer scheinbaren Bipyramide, deren Flächen (R und r) als zu je zwei Rhomboedern zugehörend zu deuten sind. Es verhalten sich aber nur die abwechselnd aufeinander folgenden Rhomboederflächen gleich zu einander. Die großen R-Flächen sind glänzend, während die kleinen r-Flächen stumpf sind. Der „Idealkristall" besitzt neben den 6 m-, 6 R- und 6 r-Flächen noch kleine Facetten s und x, die an den abwechselnden Ecken auftreten (Bild 31 und 31 a).

Der Kristall besitzt eine dreizählige, nicht polare Symmetrieachse, die die Rhomboederspitzen miteinander

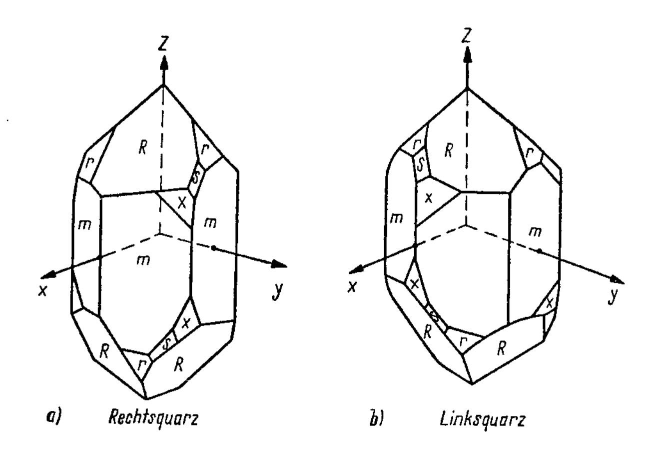


Bild 31. Geometrische Formen des „Idealquarz-Kristalles" [3]

verbindet und Haupt-, optische- oder auch Z-Achse genannt wird. Weiter besitzt der Kristall drei zweizählige polare*) Symmetrieachsen (X-Achsen oder elektrische Achsen genannt), die senkrecht zur Z-Achse stehen und untereinander einen Winkel von 60° einschließen (Bild 32).

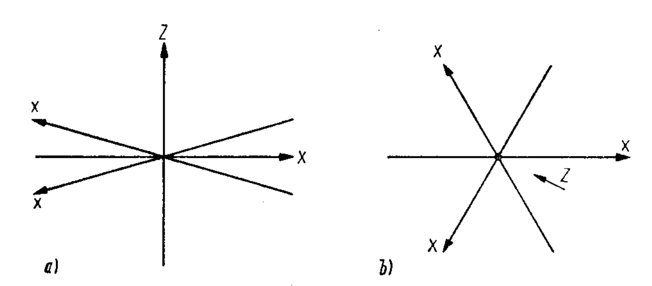


Bild 32. Natürliches Achsensystem (Hexagonales Achsensystem) [3]

Man erkennt die Nichtpolarität der Z-Achse daraus, daß eine Drehung von 180° um eine Z-Achse den Kristall wieder in sich zur Deckung bringt. Von den X-Achsen werden zwei gegenüberliegende Kanten verbunden, die einander nicht gleichwertig sind.

Die Quarzkristalle treten als sogenannte Rechts- bzw. Linksquarze auf. Sie sind einander spiegelbildlich gleich. Die Flächenfolge m · s · r bildet beim Rechtsquarz eine Rechtsschraube, beim Linksquarz dagegen eine Linksschraube.

Wie aus Bild 31 weiterhin zu ersehen ist, halbiert die X-Achse den Winkel zwischen zwei Prismenflächen (m-Flächen). Beim Rechtsquarz tritt das +-Ende aus der Prismenkante aus, auf der keine x-s-Facetten erscheinen. Aus geometrischen Gründen wurde noch die

---

*) Unter polarer Achse bzw. Richtung versteht man in der Kristallographie eine im Kristall gedachte Richtung, bei der vorderes und hinteres Ende nicht gleichwertig, also nicht miteinander vertauschbar sind.

Y-Achse eingeführt. Sie steht senkrecht auf der X- bzw. Z-Achse und auf zwei gegenüberliegenden Prismenflächen. Das +-Ende erscheint unterhalb einer r-Fläche. Beim Linksquarz tritt die +-X-Achse aus der Prismenkante aus, auf der auch die x-s-Facetten sind. Unterhalb einer r-Fläche erscheint die +-Y-Achse. Die Winkel zwischen zwei benachbarten m-Flächen sind immer 120°, die Neigungswinkel zwischen R- oder r-Flächen gegen die Z-Ebene (= Ebene senkrecht zur Z-Achse) immer 51° 47′.

4.3 Piezoelektrischer Effekt, Güte und Temperaturkoeffizient (TK) der Quarzkristalle

Man kann bei bestimmten Kristallklassen durch mechanische Deformation ein elektrisches Moment erzeugen, weil durch die Deformation das Kristallgitter verzerrt wird. Das elektrische Moment ist der mechanischen Deformation proportional. Die Piezoelektrizität bedeutet also, daß der Quarz beim Zusammendrücken oder Auseinanderziehen eine Spannung abgibt. Voraussetzung für dieses Verhalten ist aber das Vorhandensein einer oder mehrerer polarer Achsen, d. h. Richtungen, die durch eine Unsymmetrie im Bau des Kristalles ausgezeichnet sind.

Umgekehrt entsteht aber ein mechanisches Moment, wenn der Kristall durch eine Spannung angeregt wird, d. h., er erfährt eine mechanische Deformation proportional der angelegten Spannung. Man spricht dann von einem reziprok-piezoelektrischen Effekt. Diesen Effekt nutzen wir bei der Stabilisierung von Oszillatoren mit Quarzkristallen aus, indem das geeignet bemessene Kristallplättchen durch eine hochfrequente Wechselspannung in seiner mechanischen Eigenfrequenz erregt wird. Die hierbei auftretenden starken Zug- und Druckkräfte im Kristall erzeugen wiederum verstärkte HF-Spannungen (infolge des piezoelektrischen Effektes) von genau der Resonanzfrequenz des Kristalles. Diese wirkt auf die angelegte Frequenz zurück und stabilisiert sie.

Die Güte (Resonanzschärfe) der Schwingkristalle ist sehr groß. Praktisch erreichte Werte liegen bei

normalen Quarzen — Q etwa 30 000
Vakuumquarzen — Q etwa 200 000

bei einer Vergleichsfrequenz von 10 MHz.

Die Güte eines gewöhnlichen Kreises liegt bei 10 MHz bei Q etwa 200 bis 300.

Die Temperaturabhängigkeit der Eigenfrequenz eines Quarzes ist abhängig von der Temperaturabhängigkeit des Elastizitätsmoduls und der Änderung der Quarzabmessungen mit der Temperatur. Bei gehalterten Quarzen kommt hierzu noch die Temperaturabhängigkeit der Halteelektroden-Abmessung und eine geringe, hierdurch bedingte Änderung der Resonanzfrequenz.

Die Größenordnung des Temperaturkoeffizienten von Quarzen liegt bei 10^{-6} pro Grad C. Genaue Größe sowie Vorzeichen des TK sind von der Schnittlage und der Schwingungsart sowie der Temperatur selbst abhängig. Der Temperaturbereich, innerhalb dessen der Quarz seinen kleinsten TK haben soll, läßt sich mit Veränderung des Schnittwinkels fast beliebig verschieben. Für bestimmte Anforderungen bezüglich des geforderten TK empfiehlt sich immer eine Absprache mit dem Quarzhersteller.

4.4 Elektrische Wirkung der Kristalle

Jeder Schwingkreis hat ein bestimmtes L/C-Verhältnis, die Verluste sind ziemlich groß, und der Herabsetzung dieser Verluste sind natürliche Grenzen gesetzt.

Der Quarz dagegen hat ein extrem hohes L/C-Verhältnis und einen sehr niedrigen Verlustwiderstand. Die Kapazität des Quarzes beträgt nur Bruchteile von pF, während die Kapazität der Quarzhalter etwa 100mal so groß ist.

Die elektrischen Schaltelemente des Schwingkreises lassen sich leicht durch mechanische Analogien erklären. So entspricht die Induktivität des Schwingkreises der Masse eines schwingenden mechanischen Systems, die

Kapazität dagegen läßt sich durch das Elastizitätsmodul darstellen, während der Verlustwiderstand der mechanischen Reibung gleichgestellt werden kann. Umgekehrt läßt sich der mechanische Schwinger, also der Quarz, als Schwingkreis darstellen. Es ergibt sich dann die in Bild 33 gezeigte Ersatzschaltung des Quarzes. Dar-

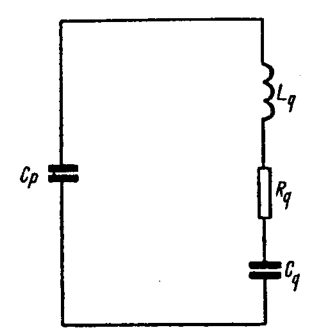


Bild 33. Ersatzschaltung des Quarzkristalles mit Parallelkapazität Cp, Serienkapazität Cq, Induktivität Lq und Verlustwiderstand Rq

aus ersieht man ohne weiteres, daß dieser Schwingkreis als Parallel- oder Serienresonanz aufzufassen ist. Damit ergibt sich aber die Schlußfolgerung, daß auch zwei Resonanzfrequenzen auftreten müssen, eine Reihen- und eine Parallelresonanz. Diese beiden Resonanzen liegen aber auf Grund der Tatsache, daß $Cp \gg Cq$ ist, sehr dicht beieinander, das heißt, man kann den Quarz als Saug- und auch als Sperrkreis verwenden. Bezeichnen wir $\omega_{o\,Reihe} = \omega_{o1}$ und $\omega_{o\,parallel} = \omega_{o2}$, so ergibt sich die Beziehung

$$\omega_{o1} < \omega_{o2}. \tag{23}$$

Dabei beträgt

$$\omega_{o1} = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}} \tag{24}$$

und

$$\omega_{o2} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{L} \cdot C \left(1 + \frac{C}{Cp}\right)}}. \tag{25}$$

Der relative Frequenzunterschied wird dann

$$\frac{\omega_{o2} - \omega_{o1}}{\omega_{o1}} = \sqrt{1 + \frac{C}{Cp}} - 1. \tag{26}$$

Da aber $Cp \gg C$ ist, geht Gleichung (26) über in

$$\frac{\omega_{o2} - \omega_{o1}}{\omega_{o1}} \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{C}{Cp}. \tag{27}$$

Es gilt als Näherung

$$\omega_{o2} \approx 1{,}0029\ \omega_{o1}. \tag{28}$$

In Bild 34 ist der Verlauf des Blindwiderstandes der Quarzersatzschaltung nach Bild 33 in Abhängigkeit der Frequenz dargestellt.

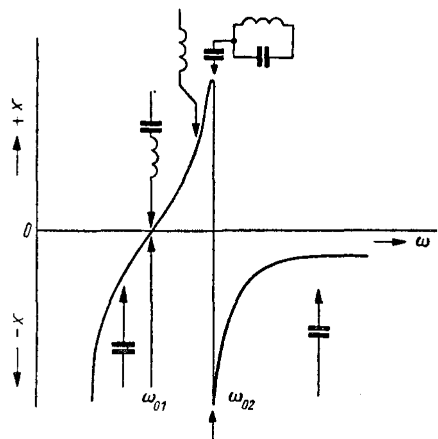


Bild 34. Verlauf des Blindwiderstandes eines Quarzes in Abhängigkeit von der Frequenz [4]

Unterhalb der Resonanzfrequenzen wirkt der Quarz als Kapazität, der Scheinwiderstand für die Reihenresonanzfrequenz hat ein Minimum. Zwischen ω_{o1} und ω_{o2} verhält sich der Quarz wie eine Induktivität, der Scheinwiderstand für die Parallelresonanzfrequenz hat

ein Maximum, und oberhalb von ω_{02} wirkt der Quarz wieder wie eine Kapazität.

Auch der Quarz erzeugt Oberwellen. Es kann aus Gründen der naheliegenden Resonanzfrequenzen eine Doppelschwingung auftreten. Diese Schwingung vermeidet man durch die Halterung, indem die eine Schwingrichtung gedämpft wird. Man kann auch durch geeignete Schnittwinkel (zur optischen Achse z) erreichen, daß der Quarz gleichzeitig in zwei Richtungen mit einer Frequenz schwingt.

4.5 Schnitte und ihre Eigenschaften

Wir wollen uns hier ganz kurz über die Maßnahmen informieren, mit denen man die gewünschten Eigenschaften des Quarzes erreicht.

4.51 Der AT-Schnitt

Dies ist ein Schnitt in Richtung der x-Achse mit Neigung zur z-Achse von $\alpha = 35°$.

Er wird für f = (0,5 bis 20) MHz, in Ausnahmefällen bis 30 MHz, hergestellt. Seine Dicke d beträgt bei 20 MHz $\approx$ 83 µ.

Der Temperaturkoeffizient ist positiv in der Größenordnung von (1 bis 2) 10^{-6}/°C, die Dämpfung beträgt im Mittel $0{,}04 \cdot 10^{-4}$. Oberwellen lassen sich durch geeigneten Schlupf sehr gut unterdrücken.

4.52 Der BT-Schnitt

Der Kristall ist ebenfalls in Richtung der x-Achse geschnitten, hat aber entgegengesetzte Richtung zur z-Achse. Der Winkel zur z-Achse beträgt −46° bis −49°. Auch dieser Schnitt ist ein Dickenschwinger wie der AT-Schnitt. Sein Frequenzbereich geht aber noch höher, weil seine Dicke bei gleicher Frequenz fast doppelt so groß wie beim AT-Schnitt wird. Der Temperaturkoeffizient ist nicht so kritisch in bezug auf die genaue Einhaltung des Schnittwinkels. Der AT-Schnitt hat aber dagegen den großen Vorteil, daß sein Tempe-

raturkoeffizient sich über einen bedeutend weiteren Temperaturbereich wenig ändert.

4.53 Der GT-Schnitt

Es ist ein rechteckiger Schnitt, dessen Frequenz hauptsächlich von der Breite der Platte (kleinere Rechteckseite) abhängt. Der Schnittwinkel in der x-Achse hat jedoch nicht nur Neigung zur z-Achse, sondern auch zur y-Achse, wobei durch Schrägstellung der Scheibe auch noch ein Winkel zur x-Achse möglich ist. Dieser Quarz arbeitet als Dehnungsschwinger. Sein Temperaturkoeffizient hängt ab vom Verhältnis der Rechteckseiten zueinander. Bei einem Verhältnis der Rechteckseiten von 0,859 ist der TK am günstigsten, bei jedem anderen Verhältnis aber negativ. Er besitzt innerhalb eines sehr großen Temperaturbereiches sehr geringe Frequenzänderung. Der GT-Schnitt wird hergestellt für Frequenzen zwischen (60 und 500) kHz. Der Dämpfungsfaktor kann durch Einbau in Vakuum bis auf $3 \cdot 10^{-6}$ gesenkt werden.

4.54 Der CT-Schnitt

Dieser Quarz ist ein Flächenschwinger. Der Schnitt erfolgt in Richtung zur x-Achse mit einer Neigung von + 38° zur z-Achse.
Er kann für Frequenzen von (50 bis 400) kHz verwendet werden. Der TK wird durch entsprechenden Schliff der Ränder, die Frequenz durch die Dicke der Platte und deren Abmessungen beeinflußt.

4.55 Der DT-Schnitt

Er ist ebenfalls ein Flächenschwinger, geschnitten in Richtung der x-Achse mit Winkel zur z-Achse von −52°.
Der Frequenzbereich des DT-Schnittes liegt bei (150 bis 300) kHz.

4.56 Der MT-Schnitt

Hier handelt es sich um einen Biegungsschwinger. Die Biegungsschwinger werden in der y-Achse geschnitten.

Dieser Quarz ist für tiefe Frequenzen von etwa (1 bis 50) kHz geeignet. Sein TK zeigt wachsend negativen Charakter bei zunehmendem Verhältnis von Breite zur Länge. Dreht man beim Schnitt etwas in der y-Achse, so kann der TK nahezu Null werden. Man kann den MT-Schnitt auch als Dehnungslängsschwinger schwingen lassen.

4.57 Der NT-Schnitt

Er ist, ähnlich dem MT-Schnitt, auch ein Biegungs- oder Dehnungslängsschwinger, der aber nicht nur in der x-Achse, sondern auch noch um 60° bis 70° zur y-Achse gedreht ist. Dadurch wird der TK noch kleiner als beim MT-Schnitt.
Damit soll es genug sein. Wer sich genau über die Quarzschnitt-Technik sowie über die kurz behandelte Kristallographie informieren will, dem sei als Nachschlagewerk das „Handbuch für Hochfrequenz- und Elektrotechniker", Bd. II, S. 160 bis 224, von *C. Rint* empfohlen.
Es sollen im folgenden auch nur zwei Quarzschaltungen aufgeführt werden, da eine eingehende Behandlung in diesem Rahmen zu weit führen würde.

4.6 Oszillatorschaltungen mit Quarz

4.61 *Pierce*-Schaltung

Die Prinzipschaltung dieses Oszillators zeigt Bild 35. Man erkennt, daß es sich dabei um die unter 3.14 beschriebene Huth-Kühn-Schaltung handelt. Hier ersetzt

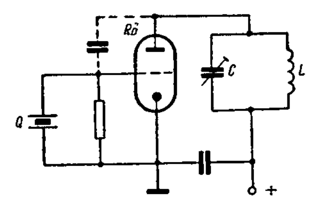


Bild 35. Pierce-Schaltung (Huth-Kühn-Schaltung)

der Schwingquarz den Gitterkreis des Oszillators. Wie wir schon festgestellt hatten, schwingt die Schaltung, wenn Gitter- und Anodenkreis induktiv sind, d. h., der Quarz muß einen induktiven Blindwiderstand aufweisen. Nach Bild 34 ist das dann der Fall, wenn der Blindwiderstand zwischen ω_{01} und ω_{02} liegt. Die Selbsterregung erfolgt in der Nähe der Reihenresonanz, und zwar um so näher, je größer die Gitter-Anoden-Kapazität C_{ga} ist. Parallel zum Quarz liegende Kapazitäten haben Einfluß auf die Frequenz. Es ist ratsam, eine Zusatzkapazität parallel zu C_{ga} zu schalten, damit man die Rückkopplung einstellen kann. Diese Kapazität ist besonders bei Pentoden und bei niedrigen Frequenzen erforderlich.

4.62 Pierce-Schaltung mit äußerer Rückkopplung [4]

Diese Schaltung stellt eine Variante der vorher beschriebenen Schaltung dar. Es wird hier eine zusätzliche Rückkopplung angewendet. Die Rückkopplung gewinnt man durch eine Spulenanzapfung wie bei der Dreipunktschaltung. Man kann dazu auch eine *Colpitts*-Schaltung verwenden (siehe Bild 36). Die Rückkopplung

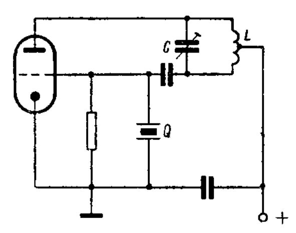


Bild 36. Pierce-Schaltung mit äußerer Rückkopplung

muß lose sein, damit der Resonanzkreis L, C unabhängig vom Quarz auf seiner Eigenresonanz schwingt.

4.63 *Heegener*-Schaltung

Wie die in Bild 37 dargestellte Schaltung zeigt, dient der Quarz hier als Rückkopplungsglied zwischen zwei

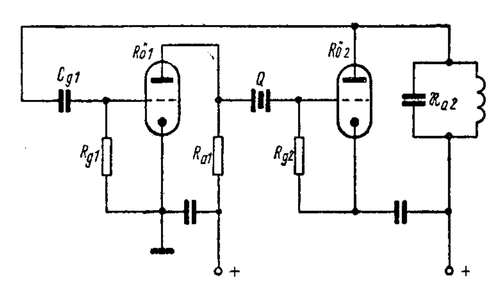


Bild 37. Heegener-Schaltung mit 2 Röhren. Es wird die Serienresonanz des Quarzes erregt

Röhren, von denen eine die Phasenumkehr bewirkt. Bestimmend für Größe und Phase der Rückkopplungsspannung ist der Quarz. Es erregt sich die Frequenz, für die der Scheinwiderstand des Quarzes ein Minimum hat, also die Reihenresonanzfrequenz. Die Widerstände R_a und R_{g1} sollen klein genug, d. h. in der Größenordnung des Quarzwiderstandes, sein. Dadurch ist der Blindwiderstand der Parallelkapazität groß gegen den in der Rückkopplung liegenden Ohmschen Widerstand des Quarzes bei Reihenresonanz. Damit bleibt die Parallelkapazität des Quarzes ohne Einfluß.

Da eine Verstimmung des Anodenkreises die Phasenlage der Rückkopplung ändert, läßt sich eine ganz geringe Frequenzänderung bei Verstimmung nicht vermeiden. Bei niedrigen Frequenzen kann der Schwingkreis LC durch einen Widerstand oder eine Drossel ersetzt werden, wobei die Rückwirkungen verschwinden. Es empfiehlt sich, zur Verringerung der Rückwirkungen bei Verwendung eines Schwingkreises eine Pentode einzusetzen. Im übrigen ist diese Schaltung mit der unter 3,23 beschriebenen Franklin-Schaltung verwandt.

Bild 38 zeigt die Heegener-Schaltung mit einer Röhre. Die im Gitter- und Anodenkreis liegenden Schwingkreise sind auf die Reihenresonanzfrequenz des Quarzes abgestimmt. Über den Reihenresonanzwiderstand des Quarzes und die beiden Widerstände R_a und R_g erfolgt

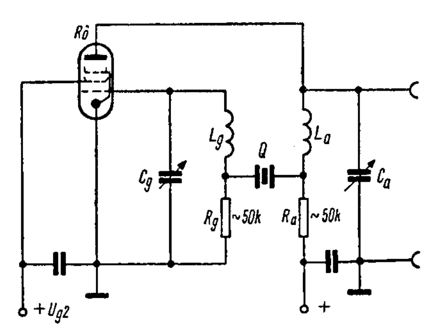


Bild 38. Die Heegener-Schaltung mit einer Röhre

die Rückkopplung. Die Widerstände R_a und R_g liegen wieder in der Größenordnung des Ohmschen Quarzwiderstandes bei Reihenresonanz.
Auch hier erregt sich sehr genau die Reihenresonanz. Um störende Einflüsse der Gitter-Anoden-Kapazität zu vermeiden, empfiehlt sich besonders bei hohen Frequenzen die Verwendung von Pentoden. Abschließend sei noch darauf hingewiesen, daß die Induktivitäten der Schwingkreise nicht miteinander gekoppelt sind.

4.64 ECO-Schaltung mit Quarzstabilisierung

Hier liegt der Quarz im Rückkopplungsweg, der mit einem Schalter überbrückt werden kann. Wenn der Schalter geöffnet ist und man stimmt den Kreis auf die Quarzfreqenz ab, so schwingt der Oszillator quarzgesteuert. Man kann die Frequenz mit der Abstimmung etwas ziehen, bis die Schwingungen außer Tritt fallen. Damit hört die stabilisierende Wirkung des Quarzes auf. Bei geschlossenem Schalter wird der Oszillator normal durchgestimmt (siehe Bild 39).

4.65 Eine Quarzschaltung zur Erzeugung von Oberwellen der Quarzfrequenz

Fast jeder Amateur beschäftigt sich mit den Problemen der Frequenzvervielfachung. Besonders aktuell ist dieses

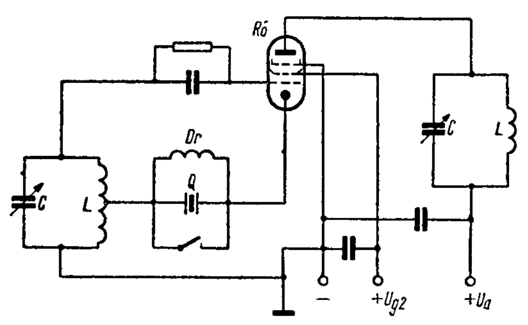


Bild 39. Quarzstabilisierte ECO-Schaltung

Problem auf dem 2-m-Band, da es hier schwierig ist, stabile Oszillatoren zu bauen. Bild 40 zeigt die dafür bekannte Tritetschaltung. Hier wirkt die Strecke Katode — Gitter — Schirmgitter einer Pentode als Triodensystem, indem der Quarz in Pierce-Schaltung erregt wird. Damit das Schirmgitter durch direkte Erdung

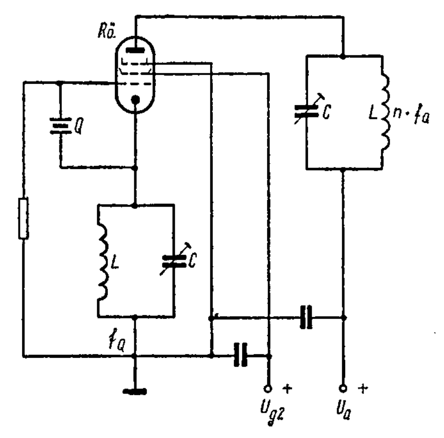


Bild 40. Tritetschaltung — Der Quarz wird in Pierce-Schaltung erregt, und im Anodenkreis wird die Frequenzvervielfachung $n \cdot f_q$ vorgenommen

als Schirm zwischen Auskopplung und Quarz verwendet werden kann, liegt der Schwingkreis an der Katode. Für den Schwingkreis in der Katode gelten die Voraussetzungen der Pierce-Schaltung. Der Anodenkreis dient als Auskoppelkreis und kann somit auf eine Oberwelle der Quarzfrequenz abgestimmt werden.

Eine große Anzahl von Quarz-Oszillator-Schaltungen findet der interessierte Leser in dem bereits erwähnten „Handbuch für Hochfrequenz- und Elektrotechniker", Band II.

5. Tongeneratoren

Wir wollen uns nun der Schwingungserzeugung mit Hilfe von RC- und Phasenschiebergeneratoren zuwenden.

Diese Generatoren sind bekannt als sogenannte Tongeneratoren, obwohl man mit ihnen auch Frequenzen bis zu einigen MHz erzeugen kann. Es ist für den Funkamateur ohne Zweifel von Interesse, auch über die Funktion solcher Generatoren informiert zu sein; denn nicht allein der Selbstbau eines Tongenerators zur Prüfung und Messung von NF-Geräten, sondern auch die Reparatur eines vorhandenen industriellen Gerätes kann manchen Amateur vor Probleme stellen.

5.1 Der Tongenerator mit LC-Schwingkreis

Er hat den Vorteil, daß er sich leicht aufbauen läßt. Die Nachteile aber wiegen die einfache Bauweise nicht auf. Dieser Generator ist nur für kleine Bereiche verwendbar, da sich die Frequenz mit $\sqrt{\Delta C}$ ändert. Man kann also bei Verwendung eines Drehkos mit einer Kapazität von 500 pF die Frequenz maximal 1 : 3 und bei einem 1000-pF-Drehko maximal 1 : 4 ändern, weil die Anfangskapazität groß ist, bedingt durch die Eigenkapazität der großen Selbstinduktion. Außerdem erhält man bei Anwendung der normalen Amplitudenbegrenzung nur eine verzerrte Sinusschwingung.

5.2 Der Schwebungssummer

Man überlagert bei diesem Prinzip die Frequenzen eines festen und eines variablen Oszillators einander und wählt die beiden Ausgangsfrequenzen so, daß die Überlagerungsfrequenz im Tonfrequenzbereich liegt.

Der Schwebungssummer hat den Vorteil, daß man bei geeigneter Wahl der Ausgangsfrequenzen und des Drehkoplattenschnittes den gesamten Tonfrequenzbereich ohne Umschaltung bis zur Schwebungsfrequenz Null überstreichen kann. Nachteilig allerdings wirkt sich der große Aufwand aus. Die beiden Oszillatoren müssen sehr gut stabilisiert und gut gegeneinander abgeschirmt sein. Außerdem ist die Einstellung und Ablesbarkeit bei sehr niedrigen Frequenzen recht schwierig und die Tonfrequenzkonstanz zu gering.

In der heutigen Technik verwendet man als Tongeneratoren ausschließlich solche, die als frequenzbestimmende Elemente nur Widerstände und Kondensatoren enthalten. Sie zeichnen sich gegenüber Generatoren mit LC-Kreisen durch ihre geringe Frequenzabhängigkeit der Amplitude, durch gute Frequenzkonstanz und große Frequenzvariation aus.

Der Grundgedanke dieser Schwingungserzeuger ist folgender: Mit einer Röhre lassen sich bei Anodenspannungsrückkopplung sinusförmige Schwingungen erregen, wenn die Rückkopplung sehr schwach gemacht wird. Die hierfür erforderliche Phasendrehung von 180° zwischen Gitter- und Anodenwechselspannung erzeugt man durch ein aus Widerständen und Kondensatoren bestehendes Schaltelement. Auch bei diesen Generatoren muß eine Amplitudenbegrenzung vorgenommen werden, um zu vermeiden, daß durch Übersteuerung nichtsinusförmige Schwingungen entstehen. Allerdings kann die Amplitudenbegrenzung keineswegs durch den Gitterstrom erfolgen, weil wegen der dadurch entstehenden starken Nichtlinearitäten Kippschwingungen eintreten würden.

5.3 Der RC-Generator ohne Phasenumkehrröhre

Das Prinzipschaltbild zeigt Bild 41. Die Phasendrehung von 180° wird durch ein Netzwerk aus Widerständen und Kondensatoren erreicht. Dabei sind entweder alle

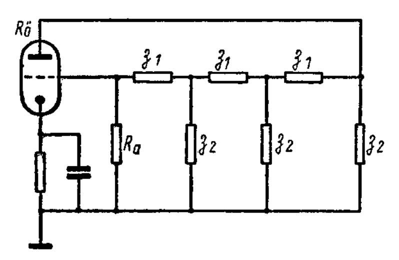


Bild 41. Prinzip des RC-Generators ohne Phasenumkehrröhre

Längswiderstände $\mathfrak{Z}_1$ Kapazitäten und alle Querwiderstände $\mathfrak{Z}_2$ Ohmsche Widerstände (man spricht dann von einem RC-Glied 1. Art, siehe Bild 42 a), oder es sind alle Längswiderstände $\mathfrak{Z}_1$ Ohmsche Widerstände und alle Querwiderstände $\mathfrak{Z}_2$ Kapazitäten (RC-Glied 2. Art, siehe Bild 42 b).

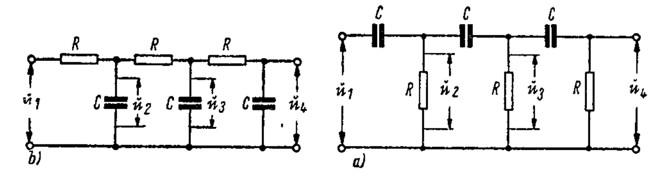


Bild 42. a) RC-Glied erster Art; b) RC-Glied zweiter Art

Da jede aus einer Kapazität und einem Widerstand bestehende Schaltung nur eine Phasenverschiebung von $< 90°$ erzeugt, ist für die erforderliche Phasendrehung von 180° bei endlichen Frequenzen ein aus mindestens drei Quer- und Längsimpedanzen bestehendes RC-Glied erforderlich.

Für die weiteren Betrachtungen beschränken wir uns auf die meist aus Bedienungsgründen eingeführte Vereinfachung, daß alle Längsimpedanzen, also Kapazitäten beim RC-Glied 1. Art und Widerstände beim RC-Glied 2. Art, unter sich gleich und ebenso alle Querimpedanzen, Widerstände beim RC-Glied 1. Art und Kapazitäten beim RC-Glied 2. Art, die gleiche Größe haben.

Aus dem Spannungsverlauf für ein dreigliedriges Phasennetzwerk nach Bild 43 ist deutlich zu erkennen,

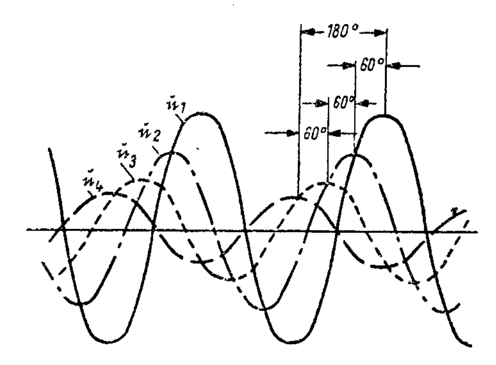


Bild 43. Spannungsverlauf nach Betrag und Phase für ein dreigliedriges Phasennetzwerk [5]

daß die Spannung u_4 gegenüber u_1 um 180° in der Phase gedreht ist, bzw. ist die zur Erzielung einer Rückkopplung notwendige Phasendrehung möglich. Außerdem erkennt man, daß zur Phasendrehung von 180° mindestens eine dreigliedrige Kette erforderlich ist. Die Vergrößerung der Kettengliederzahl erhöht die Frequenzstabilität. Allerdings läßt sich für einen durchstimmbaren Generator eine mehrgliedrige Kette schlecht realisieren, weil man dann Mehrgangdrehkos oder Mehrfachpotentiometer benötigt. Deswegen verwendet man diese Generatorschaltung hauptsächlich zur Erzeugung einer festen Frequenz. Unter der vorgenannten Voraussetzung (daß alle R- und alle C-Glieder unter-

einander gleich sind) gilt für die Amplitudenbedingung folgender Rechenansatz für die Schaltung nach Bild 44

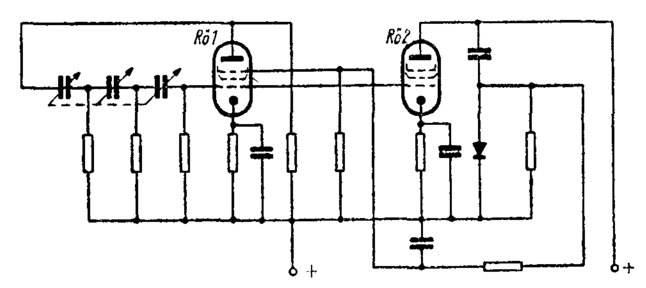


Bild 44. Amplitudenregelung bei einem Phasenschiebergenerator über das Bremsgitter der 1. Röhre [5]

$$\frac{u_4}{u_3} = \frac{R}{R + \frac{1}{j\,\omega\,C}}, \tag{29}$$

$$\frac{u_3}{u_2} = \frac{\mathfrak{R}_1}{\mathfrak{R}_1 + \frac{1}{j\,\omega\,C}}, \tag{29a}$$

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{\mathfrak{R}_2}{\mathfrak{R}_2 + \frac{1}{j\,\omega\,C}}, \tag{29b}$$

mit

$$\mathfrak{R}_1 = \frac{R\left(R + \frac{1}{j\,\omega\,C}\right)}{R + R + \frac{1}{j\,\omega\,C}}, \tag{30}$$

$$\mathfrak{R}_2 = \frac{R\left(\mathfrak{R}_1 + \frac{1}{j\,\omega\,C}\right)}{R + \mathfrak{R}_1 + \frac{1}{j\,\omega\,C}}. \tag{30a}$$

Daraus ergibt sich, daß das Spannungsverhältnis

$$\frac{u_4}{u_1} = -\frac{1}{29}$$

wird. Das bedeutet, daß die dreigliedrige Phasenkette die angelegte Spannung auf $^1/_{29}$ herabsetzt. Damit ist notwendig, daß der Verstärkungsfaktor der Röhre 29fach sein muß, damit Schwingungen erzeugt werden. Die gleiche Forderung besteht für das Kettenglied 2. Art nach Bild 44 b. Für die Frequenz einer dreigliedrigen Kette gilt:

1. Art	2. Art	
$\omega = \frac{1}{\sqrt{6}\ RC}$	$\omega = \frac{\sqrt{6}}{RC}$	R [Ω]
		C [F]
$f = \frac{1}{15{,}5\ RC}$	$f = \frac{1}{2{,}55\ RC}$	f [Hz]

In Tafel 2 sind die Phasen-, Frequenz- und Amplitudenverhältnisse für mehrgliedrige RC-Ketten zusammengestellt.

Tafel 2

Amplituden-, Frequenz- und Phasenverhältnisse bei mehrgliedrigen Ketten [8]

Gliederzahl n	3	4	5	6	
$\frac{u_1}{u_n + 1}$	29	18,4	15,5	14,1	R [MΩ]
f für Schaltung nach Bild 44a	$\frac{65{,}6}{RC}$	$\frac{125}{RC}$	$\frac{216}{RC}$	$\frac{320}{RC}$	C [pF]
f für Schaltung nach Bild 44b	$\frac{390}{RC}$	$\frac{190}{RC}$	$\frac{118}{RC}$	$\frac{84{,}5}{RC}$	f [Hz]
Phasendrehung pro Glied	60°	45°	36°	30°	

Der Arbeitswiderstand der Generatorröhre muß klein sein gegen die Kettenwiderstände R, da sich die Frequenz mit größer werdendem Verhältnis R_a/R verringert. Nur dann gelten die Formeln für die sich einstellenden Frequenzen genau.

Da eine Amplitudenbegrenzung, wie wir schon vorher festgestellt hatten, nicht mit einer Gitterkombination durchgeführt werden kann, führt man hier eine Regelung ein. Die Regelspannung wird durch Gleichrichtung der Ausgangsspannung erzeugt, und man führt die gewonnene Richtspannung entweder dem Steuergitter unmittelbar oder einem im Zuge des Elektronenstromes liegenden zusätzlichen Regelgitter, z. B. dem Bremsgitter einer Pentode, zu (siehe Bild 44). Diese Regelung hat allerdings den Nachteil, daß der Klirrfaktor erhöht wird.

5.4 Der RC-Generator mit Phasenumkehrröhre

Bei dieser Schaltung wird die erforderliche Phasendrehung von 180° durch eine zweite Röhre erreicht. Der Zusammenhang zwischen Ein- und Ausgangsspannung wird dagegen durch eine Brückenschaltung bestimmt. Man nennt diesen Generator auch *Wien-Brücken-*Generator (Bild 45).

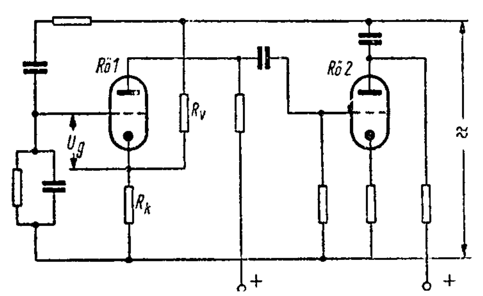


Bild 45. RC-Generator mit Phasenumkehrröhre (Wien-Brücken-Generator)

Die am Gitter der ersten Röhre liegende Spannung wird durch beide Röhren verstärkt und zweimal um 180° gedreht. Dadurch wird erreicht, daß die Ausgangsspannung u_a der zweiten Röhre gleichphasig ist mit u_g. Die Ausgangsspannung führt man der Wien-Brücke zu. Die Brücke besteht aus dem linken Zweig, der durch

eine RC-Kombination in Reihen- und Parallelschaltung gebildet wird, wobei R und C der Reihenschaltung gleiche Werte haben wie R und C der Parallelschaltung, während der rechte Zweig durch zwei Ohmsche Widerstände R_k und R_v dargestellt wird. Die erste Röhre liegt somit im Brückennullzweig (Bild 46). Man erreicht

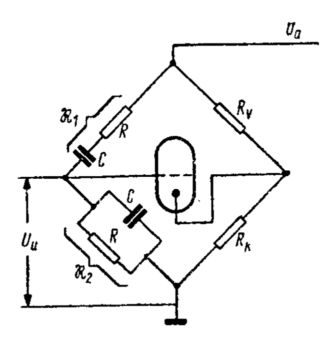


Bild 46. Die Brückenschaltung im RC-Generator nach Bild 45

durch die phasendrehende Eigenschaft der Wien-Brücke, daß jeweils nur eine Frequenz in derjenigen Phasenlage auf das Gitter der ersten Röhre gelangt, mit der die erste Rückkopplungsbedingung erfüllt ist. Dabei müssen die erzeugende und die rückgeführte Spannung gleiche Phasenlage haben. Die Frequenz der Selbsterregung wird aus folgender Beziehung errechnet:

Wegen der zweimaligen Phasendrehung durch die beiden Röhren ($2 \cdot 180° = 360°$) muß, damit die Rückkopplungsbedingung erfüllt ist, U_u in Phase sein mit U_a (siehe Bild 46):

$$\frac{U_u}{U_a} = \frac{\mathfrak{R}_2}{\mathfrak{R}_1 + \mathfrak{R}_2}, \tag{31}$$

$$\mathfrak{R}_1 = \frac{1}{j\omega C} + R, \tag{31a}$$

$$\mathfrak{R}_2 = \frac{\frac{R}{j\,\omega C}}{R + \frac{1}{j\,\omega C}}, \qquad (\quad b)$$

$$\frac{U_u}{U_a} = \frac{\frac{\frac{R}{j\,\omega C}}{R + \frac{1}{j\,\omega C}}}{R + \frac{1}{j\,\omega C} + \frac{R/j\,\omega C}{R + \frac{1}{j\,\omega C}}} = \frac{1}{1 + \frac{(R + 1/j\,\omega C)^2}{R/j\,\omega C}},$$

$$= \frac{1}{3 + j\left(\omega R C - \frac{1}{\omega R C}\right)}. \qquad (32)$$

Da der Imaginärteil wegen der genannten Phasenbedingung Null wird, folgt

$$\omega R C = - \frac{1}{\omega R C} = 0. \qquad (33)$$

Somit kann sich nur die Frequenz erregen, die aus der Gleichung

$$f_0 = \frac{1}{2\pi R C} \qquad (34$$

(f in Hz, R in Ohm, C in Farad) bestimmt wird.

Weiterhin sagt die Gleichung (32) aus, daß für die Frequenz der Selbsterregung

$$\frac{U_u}{U_a} = \frac{1}{3}, \qquad (35)$$

bzw. daß

$$U_u = \frac{1}{3} U_a \qquad (35\,a)$$

ist.

Somit gilt weiterhin das Verhältnis

$$\mathfrak{R}_1 : \mathfrak{R}_2 = 2 : 1. \qquad (36)$$

Damit ist gesagt, daß die Gesamtverstärkung über beide Röhren, also vom Gitter der ersten Röhre bis

zur Anode der zweiten Röhre bzw. bis zum Brückeneingang, gleich 3 sein muß.

Interessant sind noch der Amplituden- und Phasenverlauf, der sich einstellt, wenn auf die Wien-Brücke nicht die Eigenfrequenz, sondern eine andere gegeben wird. Wir bezeichnen mit $\omega_0 = \frac{1}{RC}$ die Eigenfrequenz der Brückenschaltung, also die sich aus den R- und C-Werten ergebende Frequenz, und mit ω eine von der Eigenfrequenz abweichende Frequenz. Damit ergibt sich aus Gleichung (32), daß

$$\frac{U_u}{U_a} = \frac{1}{3 + j\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)}. \tag{37}$$

Die Verstimmung $\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}$ bezeichnen wir, wie in der HF-Technik allgemein üblich, mit X. Somit geht Gleichung (37) über in die Form

$$\frac{U_u}{U_a} = \frac{1}{3 + jX}. \tag{38}$$

Nun ist es leicht, den Absolutwert von Gleichung (38) zu bestimmen und seinen Verlauf darzustellen. Es gilt

$$\left|\frac{U_u}{U_a}\right| = \frac{1}{\sqrt{9 + X^2}}, \tag{39}$$

und für den Phasenwinkel für $\frac{U_u}{U_a}$ ergibt sich dann

$$\tan\varphi = -\frac{X}{3}. \tag{40}$$

In Bild 47 sind der Verlauf der Amplitude und der Phasenwinkel der Wien-Brücke in Abhängigkeit von der Verstimmung X dargestellt. Die Wien-Brücke teilt also die Rückkopplungsspannung für die Frequenz der

Selbsterregung im Verhältnis 1 : 3, so daß die Gesamtverstärkung beider Röhren gleich 3 sein muß.

Die Frequenz ändert sich mit $\frac{1}{C}$ oder $\frac{1}{R}$, und einer C-Änderung von 1 : 5 folgt eine Frequenzänderung von 5 : 1.

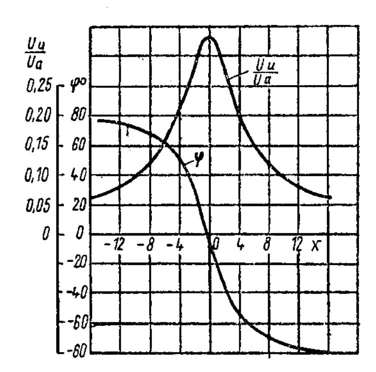


Bild 47. Amplitudengang und Phasenwinkel der Wien-Brücke über der Verstimmung X [5]

Die Amplitudenbegrenzung kann bei dieser Schaltung auf verschiedene Arten bewirkt werden. Wie aus Bild 45 zu sehen ist, entsteht über den Spannungsteiler R_v; R_k eine über die Katode wirkende Gegenkopplung. Man muß nun die beiden Spannungsteiler (Wien-Brücke und R_v; R_k) so abgleichen, daß eine geringe positive Rückkopplung bestehenbleibt, die die Selbsterregung aufrechterhalten kann. Man schaltet deshalb in den aus R_v und R_k bestehenden Gegenkopplungszweig einen nichtlinearen Widerstand. Dadurch wird es möglich, die Röhre der Gitterwechselspannung von der an der Brücke liegenden Spannung abhängig zu machen.

Als nichtlineare Widerstände verwendet man Kalt- oder Heißleiter. Der Kaltleiter besitzt einen positiven Temperaturkoeffizienten, d. h., sein Widerstand nimmt mit steigendem Strom infolge steigender Temperatur

zu. Kaltleiter dieser Art sind Glühlampen, deren Temperaturkoeffizient bei etwa $5 \cdot 10^{-3}$ liegt. Für unseren Zweck müssen wir aber solche mit kleinem Stromverbrauch verwenden. Der Regelvorgang ist folgender: Wenn die gesamte Brückenspannung U_a steigt, so steigt auch der Strom durch den Gegenkopplungszweig $R_v - R_k$. Der Widerstand R_k nimmt wegen der Erwärmung zu, die Gegenkopplung wird größer, und die resultierende Spannung im Brückennullzweig zwischen Katode und Gitter wird niedriger. Damit wird also der Anstieg von U_a wieder ausgeglichen. Man wählt die Größe von $R_v \sim 2\,R_k$.

Da der durch R_k fließende Wechselstrom groß gegen den Röhrengleichstrom ist, wird die an R_k stehende Spannung hauptsächlich durch den Brückenwechselstrom bestimmt, und der Gleichstrom bewirkt eine Vorheizung des Kaltleiters. Die Regelkurve des Kaltleiters soll möglichst steil verlaufen, das bedeutet, der Temperaturkoeffizient muß möglichst groß sein.

Verwendet man für die Amplitudenbegrenzung einen Heißleiter, so wird dieser an Stelle von R_v in den Gegenkopplungszweig geschaltet. Heißleiter sind Widerstände mit negativen Temperaturkoeffizienten, also z. B. Urdoxwiderstände.

Steigt die Spannung U_a, was einen Stromanstieg in der Brücke zur Folge hat, dann muß R_v kleiner werden. Dadurch wird der Strom im Gegenkopplungszweig größer, und der Spannungsabfall an R_k steigt. Damit wird eine zusätzliche Gegenkopplung bewirkt. Man sieht, daß die Wirkung die gleiche ist wie beim Kaltleiter. Eine weitere Möglichkeit der Amplitudenbegrenzung besteht durch Anlegen einer Regelspannung. Man schaltet dann parallel zu R_k den Innenwiderstand einer Röhre (siehe Bild 48). Dieser Röhre wird eine regelbare negative Vorspannung zugeführt, die man durch Gleichrichtung der Ausgangsspannung gewinnt. Mit steigender Ausgangsspannung vergrößert sich auch die Regelspannung, und der Innenwiderstand R_i der $Rö_3$ steigt. Das hat zur Folge, daß sich der Gesamtwiderstand der in der Katodenleitung liegenden Widerstandsparallel-

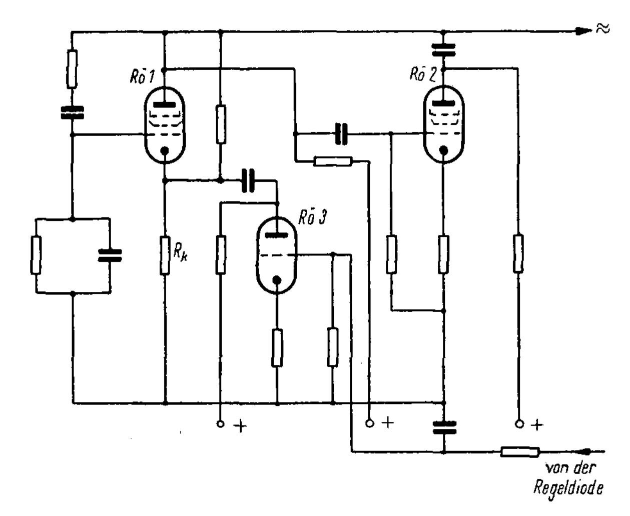


Bild 48. Künstliche Amplitudenbegrenzung beim RC-Generator nach Bild 45. Regelung von R_k durch den parallel liegenden Röhreninnenwiderstand [5]

schaltung erhöht und damit die Gegenkopplung vergrößert wird.

Man kann zur Amplitudenbegrenzung auch eine Regelröhre verwenden, ähnlich wie bei der Schwundregelung. Nachteilig wirkt sich hier die Tatsache aus, daß die Verzerrungen bei Regelröhren größer sind, so daß der Klirrfaktor der Ausgangsspannung höher wird. Vorteilhaft ist es, die Gegenkopplung nicht nur in der Eingangsbrückenschaltung, sondern auch in den nachfolgenden Stufen anzuwenden. Man verkleinert zwar damit die Verstärkung der gesamten Schaltung, aber bei einer geforderten Verstärkung von 3 hat man noch genügend Reserven. Man erreicht aber damit eine Verkleinerung der linearen und nichtlinearen Verzerrungen, und das Gerät wird sehr stabil gegen Schwankungen der Betriebsspannungen.

Abschließend sei noch einiges über den Aufbau und die Schaltung eines solchen Gerätes bemerkt. Man wird wohl in den meisten Fällen für die Frequenzvariation einen Doppeldrehko 2 · 500 pF verwenden. Damit käme man nach Gleichung (32) auf eine Frequenzänderung von 1 : 9. Da man aber zur Erreichung eines guten Gleichlaufes des Drehkos nicht ohne Parallelkondensatoren auskommt, muß man den Frequenzbereich einengen auf etwa 1 : 7 bis 1 : 5. Der Frequenzumfang wird in mehrere feste Bereiche (R-Umschaltung) geteilt, die man kontinuierlich mit dem Drehko abstimmen kann. Bei ungenügendem Gleichlauf ergeben sich Amplitudenschwankungen über den Abstimmbereich, die sogar zum Aussetzen bei bestimmten Frequenzen führen können.

Da bei dieser Schaltung der Rotor des Drehkos hoch liegt, muß man die relativ große Kapazität des Drehkogehäuses gegen Masse ausgleichen. Man schaltet parallel zu den Paketen Trimmer, damit die Streuungen in der Anfangskapazität (bedingt durch die Gehäusekapazität), die Röhreneingangskapazität und die Schaltkapazitäten ausgeglichen werden können.

Wenn man noch recht tiefe Frequenzen erzeugen will, so werden die R-Werte bei einem 500-pF-Drehko sehr groß (bei f = 30 Hz wird R etwa 10 MOhm). Es ist deshalb auf sehr gute Isolation zu achten. Der Isolationswiderstand muß um ein Vielfaches über den Widerstandswerten der Brückenwiderstände liegen.

Die Ausgangsspannung liegt bei etwa 10 V, weil der R_a der Röhre niedrig ist; denn er besteht hauptsächlich aus R_v und R_k mit $R_v \sim 2 \cdot R_k$ und $R_k \sim 1$ bis 5 kΩ. Es wird deshalb in den meisten Fällen eine NF-Verstärkerstufe nachgeschaltet, mit der man dann eine leistungsfähige Endstufe aussteuern kann.

Damit sei die Erzeugung von sinusförmigen Schwingungen abgeschlossen, und wir wollen uns im nächsten Abschnitt mit der Erzeugung von Kippschwingungen befassen.

6. MULTIVIBRATOR UND SPERRSCHWINGER

Die Erzeugung von sinusförmigen Schwingungen mit Elektronenröhren ist im Gegensatz zur Erzeugung von Kippschwingungen fast ebenso alt wie die Elektronenröhre selbst. Naturgemäß folgte die beabsichtigte Kippschwingungserzeugung erst mit der Entwicklung der Oszillographentechnik, des Bildfunks und in besonderem Maße mit der Fernsehtechnik.
Nun ist für den Amateur die Anwendung der Kippschwingungserzeugung nicht allein für die Oszillographentechnik von Interesse, sondern viel mehr noch für die Fernsehtechnik. Zwar existieren zur Zeit noch sehr wenig Amateurfernsehstationen, aber im Laufe der weiteren Entwicklung werden auch wir uns recht bald mit diesen Problemen beschäftigen müssen. Darum sollen die wichtigsten Grundbegriffe in diesem Rahmen diskutiert werden.
Kippschwingungen sind nichts anderes als entartete Sinusschwingungen. Die Entartung tritt im wesentlichen durch das L/C-Verhältnis eines Schwingkreises ein, wobei es sich entweder dem Wert Null oder Unendlich nähert. Es tritt bei der stromrückgekoppelten Röhrenschaltung eine sprunghafte Stromänderung ein, wenn das L/C-Verhältnis eines angeschlossenen Kreises gegen Null geht, und bei der spannungsrückgekoppelten Röhrenschaltung tritt eine sprunghafte Spannungsänderung ein, wenn das L/C-Verhältnis des Kreises gegen Unendlich geht. Wir werden in den nachfolgenden Abschnitten sehen, daß im wesentlichen in jeder Schaltung wieder die gleichen Rückkopplungsschaltungen zu finden sind, wie sie zur Erzeugung von sinusförmigen Schwingungen dienen. Für die Funktion als Kippgenerator aber ist die Induktivität oder die Kapazität des Kreises von untergeordnetem oder nur störendem Einfluß. Man muß allerdings berücksichtigen, daß die Forderungen, die an die Linearität des Strom- oder Spannungsanstieges oder an eine rechteckige Kurvenform gestellt werden, zu Schaltungsvariationen und zusätzlichen Schaltelementen führen, die teilweise das

Erkennen der Verwandtschaft von Kipp- und Sinusgeneratoren erheblich erschweren [1].
Es sei hier gleich vorausgeschickt, daß man in der heutigen Technik Kippgeneratoren nur noch sehr selten zur Erzeugung sich periodisch wiederholender, kurzzeitiger Impulse von z. B. weitgehend rechteckiger Form verwendet. Man benutzt vielmehr Sinusgeneratoren, deren Ausgangsspannung von Röhren, die im C-Betrieb arbeiten, verstärkt wird. Es entsteht eine Verzerrung des Spannungsverlaufes noch zusätzlich durch starke Übersteuerung der Röhre oder durch Verwendung gesättigter Drosseln bzw. Übertrager im Anodenkreis. Man erhält dann sehr große positive oder negative Impulse mit relativ steiler Flanke, die dann noch verbessert werden kann. Eine elegantere Lösung der Erzeugung von Kippschwingungen ist die mit Laufzeitketten. Das sei aber nur der Vollständigkeit halber erwähnt.

6.1 Der Multivibrator

6.11 Die Wirkungsweise des freikippenden Multivibrators

Zur Erklärung der Funktion eines Multivibrators gehen wir von Bild 49 aus. Es zeigt einen normalen RC-Ver-

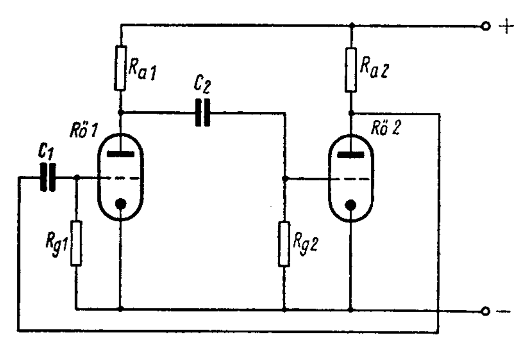


Bild 49. Zweistufige RC-Verstärker mit Rückkopplung zur Erklärung der Multivibratorschaltung

stärker, der über C_1 rückgekoppelt ist. Man erkennt, daß jede der beiden Röhren als Verstärkerröhre und auch als Phasenumkehrröhre im Rückkopplungszweig arbeitet. Da beim Multivibrator die Rückkopplung allgemein sehr fest ist, tritt auch schon bei sehr kleinen Anodenströmen Selbsterregung ein. Zur besseren Übersicht zeichnen wir die Schaltung nach Bild 49 um und

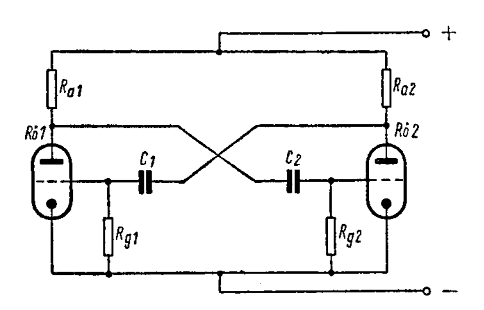


Bild 50. Symmetrische Darstellung des Multivibrators

erhalten in Bild 50 die symmetrische Darstellung des Multivibrators. Wir nehmen an, daß im Anfangszustand die Röhre $Rö_1$ gesperrt sei. Damit ist die Gitterspannung u_{g1} dieser Röhre sehr stark negativ, i_{a1} ist Null und u_{a1} gleich der Speisespannung (Bild 51, Punkt 1). Fließt jetzt die negative Ladung des Kondensators C_1 über R_{g1} mit der Zeitkonstanten $R_{g1} \cdot C_1$ ab, dann beginnt ein Anodenstrom i_{a1} zu fließen (Punkt 2 in Bild 51), und an R_{a1} entsteht ein Spannungsabfall, wodurch das Gitter der zweiten Röhre eine negative Vorspannung erhält. Infolge der starken Rückkopplung wächst die negative Vorspannung schnell auf einen solchen Wert an, daß $i_{a2} = 0$ und u_{a2} gleich der Speisespannung wird. Der Vorgang für C_2 wiederholt sich nun in der gleichen Weise wie für C_1 beschrieben, und es wird der Punkt 3 in Bild 51 erreicht. Damit ist eine volle Periode durchlaufen, und der Vorgang beginnt erneut. Es ist so, daß eine einmal vor-

handene Sperrung durch die Entladung des Gitterkondensators immer wieder aufgehoben wird. Der Wechsel der Sperrung wiederholt sich periodisch, was nichts anderes bedeutet, als daß das System zwischen zwei Zuständen hin- und herkippt. Man nennt den Zustand, in dem jeweils eine Röhre gesperrt ist, den stabilen Zustand.

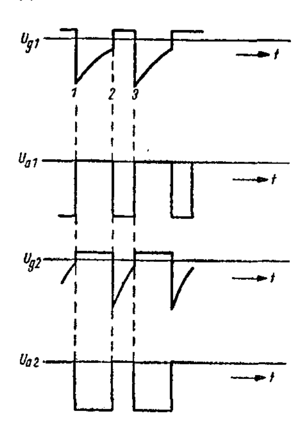


Bild 51. Zeitlicher Verlauf der Gitter- und Anodenspannungen beim Multivibrator [1]

Wir sahen aus Bild 51, daß die einzelnen Teile des periodischen Vorgangs mit verschiedenen Geschwindigkeiten durchlaufen werden. Die Entladung von C_1 und C_2 über R_{g1} und R_{g2} benötigt mehr Zeit als der Ablauf des Umkippens, weil das Umkippen von der Zeitkonstanten durch das Produkt R_{a1} bzw. R_{a2} und den ihnen parallelliegenden, meist kleinen Kapazitäten C_a bestimmt wird. Der Vorgang des Kippens wird der labile Zustand genannt.

Man findet für die Erklärung der Funktion des Multivibrators oft die Darstellung eines Schalters. Dieser Vergleich ist durchaus gerechtfertigt. Es würde aber zu weit führen, diese Darstellung noch zu bringen; die

hier gezeigte Erklärung dürfte zum Verständnis der Arbeitsweise vollauf genügen.
Es ist leicht einzusehen, daß die in Bild 51 dargestellten Zeitabschnitte (Öffnungs- und Sperrzeiten) nur dann gleich sind, wenn der Aufbau der Schaltung symmetrisch ist, d. h. gleiche Röhren, gleiche Widerstände, $R_{a1} = R_{a2}$, $R_{g1} = R_{g2}$ und Kondensatoren $C_1 = C_2$. Das gilt ebenfalls für die Umkippzeiten. Man hat es also durch die Wahl der Zeitkonstanten $R_{g1} C_1$ und $R_{g2} C_2$ in der Hand, die Öffnungszeiten der beiden Röhren verschieden groß zu machen.

6.12 Die Synchronisation

Der Multivibrator erzeugt eckige, sehr oberwellenhaltige Spannungskurven. Die frequenzbestimmenden Glieder werden durch Kondensatoren und Widerstände gebildet, und die Frequenz ist sehr stark von den Betriebsspannungen der Röhren abhängig. Der Multivibrator eignet sich sehr gut zur Frequenzteilung, weil er sich außer mit tiefen NF-Spannungen auch mit höheren Frequenzen als die Multivibratorfrequenz selbst synchronisieren läßt.
Unter dem Begriff Synchronisation versteht man hier die Erzwingung einer freien Kippschwingung zu einer Kippschwingung mit erwünschter Frequenz. Das heißt nichts anderes, als daß durch die Fremdspannung das Kippen des Generators zu einem definiert erwünschten Zeitpunkt erfolgt und die Folge der Kippvorgänge durch die Synchronisierfrequenz zu ganz bestimmten Zeitpunkten erzwungen wird [1].
Die vorhin angeführte Frequenzteilung geht etwa folgendermaßen vor sich: Wenn die Eigenfrequenz des Multivibrators etwas langsamer ist, beispielsweise ein Drittel der Synchronisierfrequenz, dann spricht der Multivibrator genau auf jeden dritten Synchronisierimpuls an. Damit wird also die Multivibratorfrequenz auf ein Drittel der ankommenden Frequenz gehalten. Wird nun die Frequenz des Multivibrators verlangsamt, so bleibt trotzdem die effektive Arbeitsfrequenz auf einem Drittel der Synchronisierfrequenz. Erst wenn die

Verlängerung der Entladezeit zu groß gemacht wird, springt die Arbeitsfrequenz des Multivibrators auf ein Viertel der Sychronisierfrequenz. Es tritt also eine ganzzahlige Frequenzteilung ein. In Grenzfällen ist sogar ein Pendeln zwischen zwei ganzzahligen Teilerverhältnissen möglich. So kann z. B. jeder zweite und dritte Synchronimpuls einen Ausgangsimpuls des Multivibrators erzeugen.

6.13 Der monostabile und der bistabile Multivibrator

Da man auf Grund der sehr schlechten Frequenzkonstanz des Multivibrators fast immer mit einer Synchronisierung arbeitet, ist es nicht nötig, daß der Multivibrator, wie bisher beschrieben, selbständig kippt. Er wird vielmehr erst durch eine Steuerspannung (Synchronisierspannung) zum Kippen gebracht. Man muß dann die Betriebsspannungen so wählen, daß der Multivibrator entweder einen oder zwei stabile Betriebszustände hat, wo er normalerweise nicht kippt.

Bild 52 zeigt die Schaltung eines Multivibrators mit stabilem Betriebszustand. Man nennt diesen Typ einen monostabilen Multivibrator, der auch als sogenannte Flip-Flop-Schaltung bekannt ist. Man erreicht die

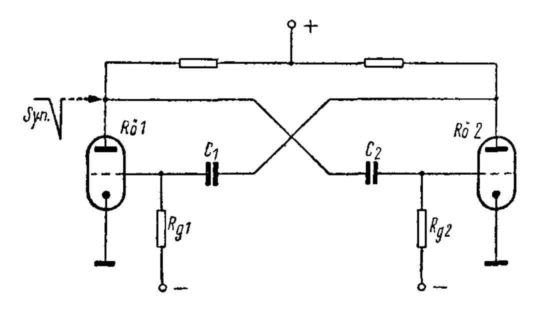


Bild 52. Multivibrator mit einem stabilen Betriebszustand (monostabiler Multivibrator = „Flip-Flop"). An der Anode von Röhre 1 wird der Synchronimpuls S zugeführt [6]

Monostabilität dadurch, daß z. B. das Gitter der $Rö_1$ negativ und das Gitter der $Rö_2$ positiv vorgespannt wird. Dadurch ist $Rö_1$ immer gesperrt und $Rö_2$ stromführend. Führt man nun der $Rö_2$ einen negativen Steuerimpuls zu, so wird $Rö_1$ stromführend in der gleichen Weise wie schon beschrieben. Nach der Entladung von $R_{g1} C_2$ über R_{g2} wird $Rö_2$ wieder stromführend, und dieser Zustand bleibt stabil. Trifft nun wieder ein Synchronisierimpuls ein, so vollführt der Multivibrator eine neue volle Periode, um dann wieder in den stabilen Zustand zu fallen. Der andere allgemein bekannte Typ des Multivibrators ist der mit zwei stabilen Betriebszuständen, der sogenannte bistabile Multivibrator, auch Teiler genannt. Wir nehmen an, daß in der Schaltung nach Bild 53 $Rö_1$ geöffnet und $Rö_2$ gesperrt sei. Die Anodenspannung von $Rö_1$ ist dann wegen des Spannungsabfalles an R_{a1} so gering, daß die negative Spannung am Gitter von $Rö_2$ (über R_{g2} zugeführt) überwiegt. Durch Zuführung eines negativen Impulses an beide Gitter wird auch $Rö_1$ gesperrt. $Rö_2$ erhält dadurch einen positiven Spannungsstoß über C_1,

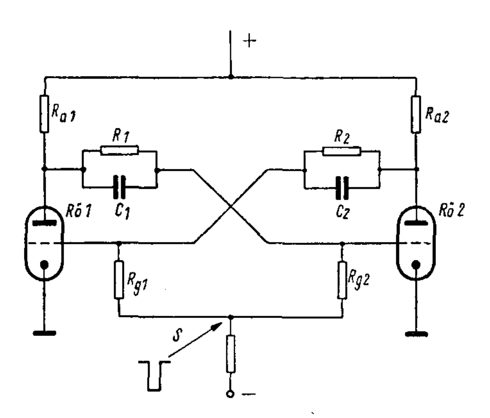


Bild 53. Multivibrator mit zwei stabilen Betriebszuständen (bistabiler Multivibrator). Zuführung des Synchronimpulses S am Gitter [6]

so daß sie geöffnet wird und an das Gitter von $Rö_1$ noch eine zusätzliche negative Spannung abgibt. Dieser Zustand bleibt über R_1 und R_2 erhalten, auch nachdem der Gitterimpuls wieder verschwunden ist. Beim nächsten Impuls werden die Funktionen der Röhren vertauscht.

Diese Grundschaltung hat zahlreiche Varianten; sie ist die Grundlage aller elektronischen Rechenmaschinen und Zähleinrichtungen. Damit lassen sich Zählgeschwindigkeiten von 10 MHz und mehr erreichen. Solch einem Zähler entspricht ein mechanischer Zähler, dessen Rädchen für die Einer (0 bis 9) 100 Millionen Umdrehungen pro Minute macht und bei jeder Zahl augenblicklich stehenbleiben kann!

6.14 Die Impulsform

Es kommt nun meistens darauf an, daß die Spannungskurve an den Anoden möglichst rechteckförmig ist. Man muß aber besondere Vorkehrungen treffen, damit die in Bild 51 dargestellte ideale Rechteckkurve erreicht wird. Meist sind die Anodenspannungsimpulse an den positiven Ecken abgerundet, und außerdem enthalten sie negative Spitzen, wie Bild 54 zeigt. Die Ursachen dafür sind folgende: Beim Umkippen des Systems, z. B. von $Rö_2$ auf $Rö_1$ ($Rö_2$ sperrt, $Rö_1$ öffnet) entsteht an C_1 ein positiver Spannungssprung. Im Umschaltmoment fließt ein starker Ladestrom über C_1—R_{g1}, da C_1 vorher entladen wurde. Dadurch entsteht an R_{g1} eine starke positive Gitterspannungsspitze (u_{g1} in Bild 54), die die Öffnung von $Rö_1$ beschleunigt. Damit steigt aber wiederum der Anodenstrom von $Rö_1$ stark an, und die Anodenspannung sinkt stärker ab als für $u_{g1} \sim 0$, und dadurch entsteht die negative Spitze in der Anodenspannung (u_{a1} in Bild 54). In dieser negativen Anodenspannungsspitze liegt aber gleichzeitig die Ursache für den negativen Gitterspannungsimpuls (u_{g2} in Bild 54), weil der negative Anodenspannungsimpuls über den Koppelkondensator C_2 auf das Gitter von $Rö_2$ übertragen wird. Die Spitze geht dann, wie

man sieht, in eine Kurve nach einer e-Funktion über. Nun tritt aber noch durch die positive Spannungsspitze in u_{g1} ein Gitterstrom in $Rö_1$ auf. Dadurch wird die Gitter-Katoden-Strecke niederohmig, und die Kapazität C_1 erscheint parallel zu $Rö_2$ geschaltet. Das ist die Ursache für die Abrundung der Anstiegsflanke des Anodenspannungsimpulses u_{a1} (Bild 54), denn für den Anstieg der Anodenspannung ist im steilen Anstieg die Zeitkonstante $\tau_a = R_a \cdot C_a$ und für den abgerundeten Teil die Zeitkonstante $R_a \cdot C_g$ aus den obengenannten Gründen maßgebend.

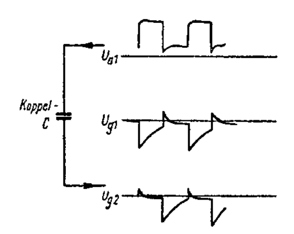


Bild 54. Abweichungen von der idealen Rechteckimpulsform bei Anoden- und Gitterspannungen [7]

Daraus resultiert also, daß die Rechteckform des Impulses um so besser ist, je kleiner der Anodenwiderstand und je kleiner der Koppelkondensator sind. Ist die oben erläuterte Aufladezeitkonstante groß, so daß sich die Aufladung über eine der Sperrzeiten einer Röhre erstreckt, dann erhält man dreieckige Anodenspannungsimpulse, wie sie Bild 55 zeigt. Die Form des

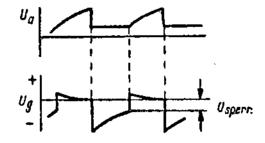


Bild 55. Dreieckige Anodenspannungsimpulse treten auf, wenn $\frac{T}{2\,\tau_A} < 2$ [7]

Impulses ist abhängig vom Verhältnis der Gesamtperiodendauer T zur Aufladezeitkonstanten τ_A. Man bezeichnet den Ausdruck $T/2\,\tau_A$ als Impulsform-Faktor, ist $T/2\,\tau_A < 2$, so treten Dreieckimpulse auf, während mit $T/2\,\tau_A > 20$ Rechteckimpulse zu erreichen sind.

Weitere Verbesserungen der Impulsform lassen sich durch große Aussteuerung der Anodenbetriebsspannung, d. h. großen R_a, erzielen. Dadurch vermeidet man die negative Impulsspitze im Anodenspannungsimpuls. Den gleichen Effekt erzielt man mit Hilfe von Pentoden bei geeigneter Wahl des Verhältnisses der Anodenspannung zur Schirmgitterspannung. Noch besser aber ist es, einen hochohmigen Widerstand R_s (0,1 bis 0,5) MΩ vor

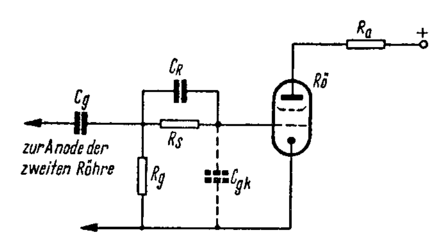


Bild 56. Schaltungsmaßnahmen zur Impulsverbesserung [7]

die Gitter der Röhren zu schalten (Bild 56). Man begrenzt damit den Gitterstrom, und die negative Impulsspitze wird fast völlig vermieden. Daneben erzielt man auch eine Versteilerung der Flanken, weil bei positiver Gitterspannung C_g nicht direkt parallel zu R_a liegt. Durch die größere Ladezeitkonstante, die jetzt aus $(R_a + R_s)\,C_g$ gebildet wird, verläuft das Impulsdach etwas schräg. Auch werden die Impulsecken noch verrundet. Die Ursache dafür ist die von C_{gk} und R_g gebildete Zeitkonstante. Man kann diesen Effekt durch die Parallelschaltung einer kleinen Kapazität C_R (20 bis 200) pF zu R_s ausgleichen und erhält eine wesentlich verbesserte Impulsform mit steilen Flanken, scharfen Ecken und etwas abgeschrägtem Impulsdach.

6.15 Die Frequenz des Multivibrators

Da die Halbperiode der Anodenspannungswelle den Zeitraum der Aufladung des Kondensators C_g (Sperrung) bis zur Entladung, also bis zur Öffnung der Röhre, umfaßt, wird die Entladezeitkonstante eine maßgebende Größe für die Periodendauer sein. Die Ladezeitkonstante dagegen kann man so lange vernachlässigen, wie sie nicht größer als die Entladezeitkonstante ist.

Bei RC-Gliedern mit Ohmschem Widerstand gehorcht die Entladung bekanntlich einer Exponentialfunktion von der Form $y = e^{-x}$. Wir nehmen an, die Anfangsspannung, d. h. volle Ladung von C_g, soll A Volt betragen und die Endspannung, das ist die Sperrspannung der Röhre, B Volt. Damit kann man folgende Gleichung ansetzen:

$$\frac{B}{A} = e^{-x}, \tag{41}$$

mit $x = \dfrac{T}{2\tau_E}$.

Dabei bedeuten T = Periodendauer und τ_E = Entladezeitkonstante.

Nun kann man aus Gleichung (41) ohne weiteres die Periodendauer berechnen zu

$$T = 2\,\tau_E \cdot \ln \frac{A}{B}. \tag{42}$$

Gleichung (43) zeigt, wie man die Entladezeitkonstante aus dem Ersatzschaltbild für die Entladung des Koppelkondensators nach Bild 53 berechnen kann.

$$\tau_E = C_g \left(R_g + \frac{R_i \cdot R_a}{R_i + R_a} \right), \tag{43}$$

wobei die Kapazität in Farad und die Widerstände in Ohm eingesetzt werden. Man erhält dann die Entladezeitkonstante in Sekunden.

Sind, wie unter 6.11 beschrieben, die beiden Zeitkonstanten $R_g \cdot C_g$ der Gitterkombination unterschied-

lich, so rechnet man die Perioden getrennt aus und addiert sie.

Es ergibt sich dann

$$T = T_1 + T_2, \tag{44}$$

wobei $T_1 = \tau_{E_1} \cdot \ln \frac{A}{B}$

und $T_2 = \tau_{E_2} \cdot \ln \frac{A}{B}$

entsprechend Gleichung (42).

Daraus und aus Gleichung (42) folgt dann die Frequenz des Multivibrators zu

$$f = \frac{1}{T}. \tag{45}$$

Man erhält die Frequenz in Hz, wenn man die Periodendauer T in Sekunden einsetzt.

Nun müssen wir noch wissen, welche Spannungen die allgemeinen Größen A und B darstellen. A = Ausgangsspannung des Multivibrators (in Volt von Spitze zu Spitze [V_{ss}] gemessen) = $(U_B - U_M)$ · B = Sperrspannung der Röhre für die angelegte Betriebsanodenspannung U_B bzw. Schirmgitterspannung, wenn Pentoden verwendet werden. U_M ist die minimale Spannung an der Röhre zwischen Anode und Katode bei Gitterspannung Null. Somit ergibt Gleichung (46) die vollständige Formel zur Berechnung der Periodendauer

$$T = 2\,C_g \left(R_g + \frac{R_i \cdot R_a}{R_i + R_a} \right) \ln \left(\frac{U_B - U_M}{U_{sperr}} \right). \tag{46}$$

Die Spannungswerte U_M und U_{sperr} entnimmt man den Kennlinien der jeweils verwendeten Röhren, wie in Bild 57 dargestellt ist.

Nun müssen wir noch den für die Entladezeitkonstante maßgebenden Widerstand ermitteln. Wir entnehmen den R_i den Röhrendaten und R_g und R_a entweder der

Schaltung oder aus gewählten Widerstandswerten. Daraus ergibt sich dann der Parallelwiderstand

$$R_p = \frac{R_i \cdot R_a}{R_i + R_a}. \qquad (47)$$

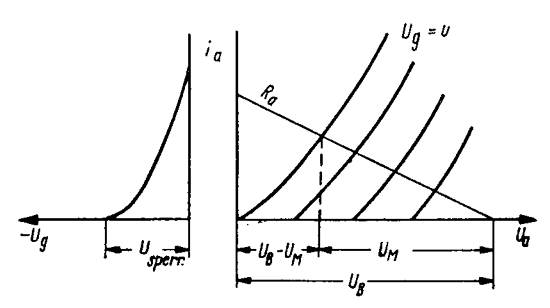


Bild 57. Bestimmung von U_{sperr} und U_M aus den Röhrenkennlinien [7]

Bei Trioden kann man als Mittelwert für $R_i = 10\,k\Omega$ ansetzen. Ob man nun R_p überhaupt berücksichtigen muß, hängt vom Verhältnis R_g zu R_p ab. Wir führen dazu eine Kontrollrechnung mit Hilfe der Gleichung (48) aus.

$$F = \frac{R_g}{R_g + R_p}. \qquad (48)$$

Wenn nun $F > 0{,}9$ ist, dann kann R_p vernachlässigt werden. Der Fehler beträgt dann maximal 10 Prozent. Bei $F = 0{,}95$ wird der Fehler F etwa 5 Prozent. Damit liegen für die Berechnung der Periodendauer alle Werte vor. C_g entnimmt man entweder einer gegebenen Schaltung, oder man wählt diese Größe selbst.

Die Aufbauzeit t_A des Ausgangsspannungsimpulses ist interessant für die Flankensteilheit. Mit t_A bezeichnet man die Zeitspanne, in der die Ausgangsspannung von Null bis auf 98 Prozent des Spitzenwertes ansteigt. Es gilt:

$$t_A = 4 \cdot C_g\ (R_a + R_i). \qquad (49)$$

Wird C in Farad und R in Ohm eingesetzt, so erhält man die Aufbauzeit in Sekunden.
Um eine Frequenzänderung des Multivibrators zu erreichen, führt man über R_g den Steuergittern eine regelbare positive Vorspannung zu. Die Periodendauer wird dann durch die Vorspannung U_V variiert und folgt der Gleichung (50)

$$T = 2\,C_g\left(R_g + \frac{R_i \cdot R_a}{R_i + R_a}\right) \ln\left(\frac{U_B - U_M + U_V}{U_{sperr} + U_V}\right). \tag{50}$$

6.2 Der Sperrschwinger

6.21 Wirkungsweise und Impulsform des Sperrschwingers

Der Sperrschwinger, auch Blocking-Generator genannt, kann ebenfalls entweder selbständig schwingen, d. h. in einem bestimmten Rhythmus Impulse erzeugen, oder er ist normalerweise gesperrt und wird erst durch einen Synchronimpuls angeregt. Dadurch erzeugt er dann einen einmaligen Impuls von bestimmter Länge. Erhält das Gitter der Röhre entsprechend Bild 58 eine

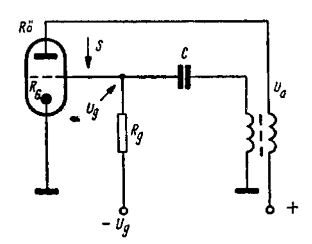


Bild 58. Prinzipschaltung des Sperrschwingers

negative Vorspannung, die so groß ist, daß kein Anodenstrom fließen kann, dann ist das System gesperrt. Das entspricht dem Punkt A in Bild 59.
Führt man nun dem Gitter der Röhre eine beliebig geformte positive Spannung zu, die so groß ist, daß ein Anodenstrom fließen kann ($U_g = U_{gs}$, Punkt B), so

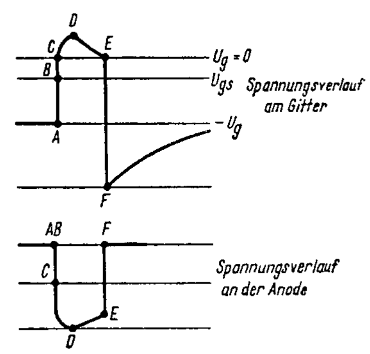


Bild 59. Spannungsverlauf am Gitter und an der Anode zur Erklärung der Funktion des Sperrschwingers [6]

wird der Spannungsabfall an der Anodenwicklung (R_a) als positives Signal auf das Gitter übertragen. Man erkennt bereits, daß dadurch wieder der Anodenstrom ansteigt und andererseits auch das positive Signal am Gitter größer wird. Der Vorgang spielt sich natürlich außerordentlich rasch ab, und er ist bei fehlender Wicklungskapazität unendlich schnell. Hat die Gitterspannung den Punkt C erreicht, dann wird der Übertrager gitterseitig mit dem Innenwiderstand der Gitterkatodenstrecke belastet. Das Gitter wird aber trotzdem noch weiter positiv, was ein weiteres Ansteigen des Anodenstromes zur Folge hat. Damit sinkt die Anodenspannung, bis die Röhre zum Leistungsinnenwiderstand R_{iL} ausgesteuert ist. Der Anodenstrom kann somit nicht mehr weiter ansteigen, wie Punkt D zeigt. Da aber die Anodenspannungsänderung auch bei großen Gitterspannungsänderungen in der Nähe von R_{iL} nur langsam erfolgt, verlangsamt sich nun auch der Anstieg der Gitterspannung. Das ist deutlich aus der Strecke C—D zu erkennen. Verlangsamt sich aber die Anodenspannungsänderung, so wird auch der Anstieg der Gitterspannung langsamer. Im Punkt D erreicht also die Gitterspannung ihr Maximum, die Anodenspannung dagegen ihr Minimum. Die

Lage des Punktes D ergibt sich durch den Arbeitswiderstand R_a, den hier der Innenwiderstand der Gitter-Katoden-Strecke $R_a = \frac{U_g}{I_g}$ bildet. Der Arbeitspunkt der Röhre wird selbst beim Absinken der Gitterspannung vorerst nur wenig verschoben, so daß vom Punkt D an kurze Zeit ein annähernd konstanter Anodenstrom fließt. Man kann deshalb den Vorgang von A—D annäherungsweise als Einschaltvorgang betrachten. Im Punkt E wird die Gitterspannung wieder Null, ein Gitterstrom kann also nicht mehr fließen. Da aber vorher dauernd ein Gitterstrom geflossen ist, hat der Kondensator C eine Elektrizitätsmenge $I_g \cdot t$ abgegeben. Sie tritt dann bei der Sperrung der Gitterstrecke als negative Spannung

$$-U_g = \frac{I_g \cdot t}{C}$$

am Gitter auf. Diese negative Spannung ist sehr hoch, weil auch der Gitterstrom sehr hoch war (etwa in der Größe des Anodenstromes), was zur Folge hat, daß der Anodenstrom sofort gesperrt wird. Damit springt die Anodenspannung auf den vollen Wert der Speisespannung (Punkt E). Der negativ aufgeladene Gitterkondensator entlädt sich langsam über R_g, bis nach einiger Zeit der Anfangszustand wieder hergestellt ist. Dieser ganze Vorgang ist quantitativ sehr schwer zu erfassen, da fast alle Größen nichtlinear sind. Eisenkernspulen zur Erzeugung einer großen Induktivität bringen wegen der Wirbelströme erhebliche Abweichungen. R_i und R_g ändern in Abhängigkeit von den Spannungen sehr stark ihre Werte. Durch diese Schwierigkeiten ist es nicht möglich, den Verlauf auch nur angenähert vorauszuberechnen. Man kann nicht einmal eine qualitative Voraussage über die Kurvenform machen, da ohne weiteres zwischen D und E sowie besonders links von F Schwingungen auftreten können, weil die Wicklungskapazitäten nicht klein genug gemacht werden können.
Einige mögliche Kurvenformen zeigt Bild 60.

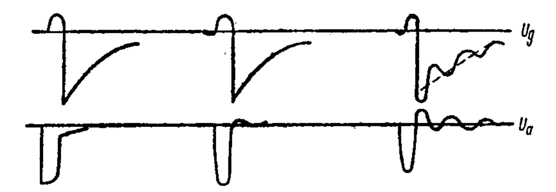


Bild 60. Verschiedene Möglichkeiten des Spannungsverlaufes an Gitter und Anode des Sperrschwingers in der praktischen Anwendung

Im allgemeinen lassen sich mit dem Sperrschwinger Impulse in der Größenordnung von 1 µs erzeugen. In Sonderfällen kommt man sogar bis auf etwa 0,1 µs herunter. Für wesentlich längere Impulse als 250 µs ist der Sperrschwinger nicht gut geeignet.

Wenn dem Gitter der Röhre keine negative Vorspannung zugeführt wird, arbeitet der Sperrschwinger sofort. Er erzeugt einen Impuls nach der eben beschriebenen Weise. Danach ist er so lange gesperrt, bis sich C über R_g wieder entladen hat. Durch die Änderung des Wertes von R_g kann die Frequenz der Impulse in weiten Grenzen beeinflußt werden.

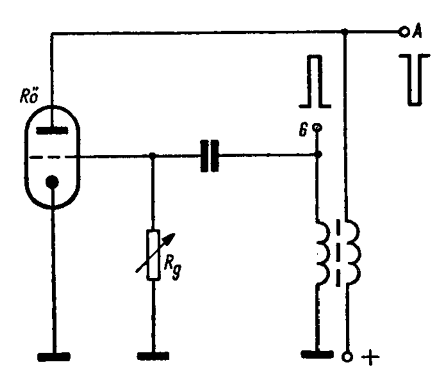


Bild 61. Ausführungsform des Sperrschwingers zur Entnahme von negativen Impulsen an der Anode und positiven Impulsen am Gitter

Man kann dem Sperrschwinger an der Anode einen negativen oder am Gitter einen positiven Impuls entnehmen, wie es in Bild 61 dargestellt ist. Am Kondensator C kann man auch die entstehende Sägezahnspannung entnehmen, wobei vorteilhaft die Schaltung nach Bild 62 anzuwenden ist.

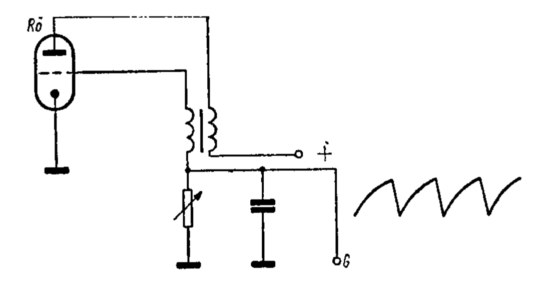


Bild 62. Sperrschwingerschaltung zur Erzeugung von Sägezahnspannungen

Wird dem Gitter über R_g eine positive Vorspannung von etwa (50 bis 100) V gegeben, dann erhält man steilere Nulldurchgänge. Die Frequenzkonstanz ist genau wie beim Multivibrator nicht groß, weil sie von R, C und der Spannung abhängig ist. Frequenzänderungen treten auch bei Röhrenwechsel auf.

6.22 Dimensionierung der Schaltelemente

Als Übertrager verwendet man kleine Mantelkerne mit Trafoblech. Bessere Blechsorten sind nicht erforderlich wegen der gewünschten Mindestdämpfung. Das Übersetzungsverhältnis ü wählt man normalerweise 1 : 1. Mit etwa 100 Windungen je Wicklung auf einen Kern M 42 erhält man Impulse von etwa 1 µs Länge. Für Impulse von etwa (200 bis 250) µs wählt man etwa je 2500 Windungen beim gleichen Kern. Bei Verwendung normaler Verstärkerpentoden liegt die Amplitude der Impulse zwischen (20 und 50) V, wobei der höhere Wert für kürzere Impulse gilt. Für kurze Impulse be-

trägt die Größe der Kapazität C einige Hundert pF, bis zu 0,1 µF bei längeren Impulsen. Der Gitterableitwiderstand ist abhängig von C und der gewünschten Frequenz (50 kΩ bis 2 MΩ). Für höhere Anforderungen an die Frequenzkonstanz ist es erforderlich, den Sperrschwinger zu synchronisieren. Der Synchronimpuls soll möglichst steil verlaufen. Um den Aufwand niedrig zu halten, verwendet man oft auch eine Sinusschwingung. Die Frequenz des Synchronimpulses darf nicht gleich der geforderten Kippfrequenz sein, weil eine Synchronisation nur mit einer Frequenz möglich ist, die höher liegt als die Eigenfrequenz des Sperrschwingers. Man muß auch noch beachten, daß eine Synchronisierung nur in einem gewissen Mitnahmebereich möglich ist. Wird die Synchronfrequenz zu hoch, dann wird der Kippvorgang nicht mehr angestoßen, und der Generator fällt in seine Eigenfrequenz zurück.

7. Zusammenstellung der verwendeten Abkürzungen und Formelzeichen

a, A	Anode
C	Kondensator, allgemein
C_a	Kondensator im Anodenkreis
C_g	Kondensator im Gitterkreis
C_k	Rückkopplungskondensator
C_{ag}	Anoden-Gitter-Kapazität
C_{ak}	Anoden-Katoden-Kapazität
C_{gk}	Gitter-Katoden-Kapazität
D	Durchgriff
d	Spulen- bzw. Schwingkreisdämpfung
Dezi-Gebiet	Dezimeterwellengebiet
e	Naturkonstante, Zahlenwert 2,71828 (Basis des natürlichen Logarithmus)
$f_0 = f_r$	Resonanzfrequenz
g, G	Gitter
$\mathfrak{i}_a$	Anodenwechselstrom
$\mathfrak{i}_g$	Gitterwechselstrom
I_a	Anodengleichstrom
I_e	Emissionsstrom
I_g	Gittergleichstrom
$\mathfrak{k}$	Rückkopplungsfaktor (komplex)
K	Katode
ln	natürlicher Logarithmus
L	Induktivität, allgemein
L_a	Induktivität im Anodenkreis, auch Induktivität der Anodenzuleitung
L_g	Induktivität im Gitterkreis, auch Induktivität der Gitterzuleitung
L_k	Rückkopplungsinduktivität
M	Gegeninduktivität
Q	Spulen- bzw. Kreisgüte
R	Widerstand, allgemein
R_a	Anodenwiderstand bzw. Arbeitswiderstand
R_g	Gitterwiderstand
R_k	Katodenwiderstand
R_i	Innenwiderstand, allgemein

R_v	Vorwiderstand
$\mathfrak{R}$	komplexer Widerstand, allgemein
$\mathfrak{R}_a$	komplexer Anodenwiderstand
$\mathfrak{R}_g$	komplexer Gitterwiderstand
$\mathfrak{R}_{ak}$	komplexer Widerstand im Anoden-Katoden-Kreis
$\mathfrak{R}_{ag}$	komplexer Widerstand im Anoden-Gitter-Kreis
$\mathfrak{R}_{gk}$	komplexer Widerstand im Gitter-Katoden-Kreis
r	Verlustwiderstand, allgemein
S	Röhrensteilheit
TK	Temperaturkoeffizient
t	Zeit
$\mathfrak{u}$	Wechselspannung, allgemein (Momentanwert)
$\mathfrak{u}_a$	Anodenwechselspannung
$\mathfrak{u}_g$, $\mathfrak{u}_g'$	Gitterwechselspannung
$\mathfrak{u}_k$	Rückkopplungsspannung
U	Gleichspannung, allgemein
U_a	Anodengleichspannung
U_B	Batteriespannung (Damit wird allgemein die Speisespannung bezeichnet. Sie ist um den Betrag des Spannungsabfalles am Arbeitswiderstand größer als U_a.)
U_g	Gittergleichspannung
U_M	minimale Anodengleichspannung, auch als Anodenrestspannung bezeichnet
$\mathfrak{v}$	Verstärkungsfaktor (komplex)
$\mathfrak{Z}$	Scheinwiderstand, allgemein
λ	(sprich: lambda) Wellenlänge [m]
δ	(sprich: delta) differentielle Größe
φ	(sprich: phi) Phasenwinkel, allgemein
μ	Leerlaufverstärkungsfaktor einer Röhre = 1/D
ω_r, ω_0	(sprich: omega) Resonanzfrequenz $= 2\pi f_{r,o}$
ϱ	(sprich: rho) Resonanzüberhöhung im Schwingkreis
µs	(sprich: Mikrosekunde) $1 \cdot 10^{-6}$ s

0-V-1	(sprich: Null-vau-eins) Bezeichnung der Amateure für einen Einkreis-Geradeaus-Empfänger
Impedanz	komplexer Wechselstromwiderstand
Reaktanz	Blindwiderstand, allgemein

8. LITERATURVERZEICHNIS

[1] H. Rothe - W. Kleen — Elektronenröhren als Schwingungserzeuger, Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig 1948

[2] H. Pitsch — Lehrbuch der Funkempfangstechnik, Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig 1948

[3] K. Rint — Handbuch für Hochfrequenz- und Elektrotechniker, Bd. II, Verlag für Radio-Foto-Kino-Technik G.m.b.H., Berlin-Borsigwalde

[4] Funktechnische Arbeitsblätter Os 81, DK 621.396.615.143

[5] Funktechnische Arbeitsblätter OS 61, DK 621.396.615.11

[6] Schlegel, Nowak — Impulstechnik in Theorie und Anwendung, Fachbuchverlag Siegfried Schütz, Hannover 1955

[7] Funktechnische Arbeitsblätter OS 31, DK 621.396.615.17

[8] H. E. Hollmann — Phasenschieber oder RC-Generatoren, Elektrotechnik, Bd. I, Nr. 5, November 1947

INHALTSVERZEICHNIS

Seite



Preis: 1,90 DM

VERLAG SPORT UND TECHNIK